Office - Peters Hall

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 7. Ausgegeben am 1. April 1927. No. 731. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Schmutzer, Über die Verwendung der Geigerschen Spitzenkammer zur Zählung und Reichweitenbestimmung von *H*-Strahlen. S. 245—250.

U. Gerhardt, Über den Polarisationszustand des von Quecksilberteilchen im Dunkelfeld abgebeugten Lichtes. S. 250—252.

I. Tichanowsky, Die Bestimmung des optischen Anisotropiekoeffizienten der Luftmoleküle durch Messungen der Himmelspolarisation. S. 252—260.

H. Benndorf, Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom. S. 260—261.

A. Wigand, Erdladung, Blitzstrom und Niederschlagsstrom. S. 261—263.

Besprechungen:

M. Planck, Physikalische Gesetzlichkeit im Lichte neuerer Forschung. S. 264.

A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums. S. 264.

F. H. Newman, The Production and Measurement of Low Pressures. S. 265.

Handbuch der Physik, Band IX. S. 265.

Handbuch der Physik, Band XIV. S. 266.

V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen S. 266.

Th. Wyss, Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. S. 267.

C. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik. S. 267.

P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. S. 268.

Th. Wulf, Lehrbuch der Physik. S. 268.

H. Freitag, Physik für die Oberstufe bearbeitet. S. 269.

A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. S. 270.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1927. S. 271—276.

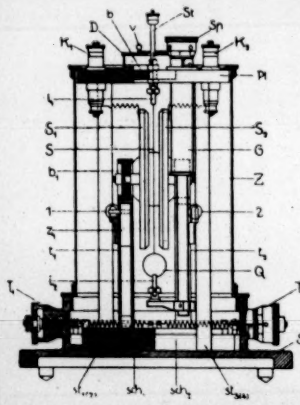
Berichtigung. S. 276.

Personalien. S. 276.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 7. 1. April 1927. Redaktionsschluß für No. 9 am 10. April 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Schmutzer, Über die Verwendung der Geigerschen Spitzenkammer zur Zählung und Reichweitenbestimmung von *H*-Strahlen. S. 245.

U. Gerhardt, Über den Polarisationszustand des von Quecksilberteilchen im Dunkelfeld abgebeugten Lichtes. S. 250.

I. I. Tichanowsky, Die Bestimmung des optischen Anisotropiekoeffizienten der Luftmoleküle durch Messungen der Himmelspolarisation. S. 252.

H. Benndorf, Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom. S. 260.

A. Wigand, Erdladung, Blitzstrom und Niederschlagsstrom. S. 261.

Besprechungen:

M. Planck, Physikalische Gesetzlichkeit im Lichte neuerer Forschung. S. 264.

A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums. S. 264.

F. H. Newman, The Production and Measurement of Low Pressures. S. 265.

Handbuch der Physik. Bd. IX. S. 265.

Handbuch der Physik. Bd. XIV. S. 266.

V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. S. 266.

Th. Wyss, Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. S. 267.

C. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik. S. 267.

P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. S. 268.

Th. Wulf, Lehrbuch der Physik. S. 268.

H. Freitag, Physik für die Oberstufe. S. 269.

A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. S. 270.

Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1927. S. 271.

Berichtigung. S. 276.

Personalien. S. 276.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Verwendung der Geigerschen Spitzenkammer zur Zählung und Reichweitenbestimmung von *H*-Strahlen.

Von Anton Schmutzer[1].

I. Einleitung.

Die Zählkammer wurde erstmalig zur Zählung von *H*-Strahlen verwendet von H. Rausch v. Traubenberg zusammen mit K. Philipp[2][3][4]. Ihre Versuche hatten die qualitative Möglichkeit der Methode bereits erwiesen, konnten aber aus äußeren Gründen nicht weiter fortgesetzt werden. Indem sie außerdem die bekannte von H. Rausch v. Traubenberg[5] zur Reichweitenbestimmung der α-Teilchen des *RaC'* erdachte Keilmethode auch hier angewendet haben, war die Möglichkeit des Nachweises von *H*-Teilchen ohne besondere Schwierigkeiten gegeben. In der vorliegenden Arbeit wurde mir nun von Herrn Professor Rausch v. Traubenberg die Aufgabe gestellt, die Methode nach ihrer quantitativen Brauchbarkeit weiter zu untersuchen, insbesondere die Reichweite von Aluminium-*H*-Strahlen im *Al* selbst zu bestimmen.

II. Methode.

Zur künstlichen Zerlegung der Atomkerne und Freimachung von *H*-Strahlen wurden die energiereichen α-Teilchen des aktiven Niederschlages des *Ra*, und zwar *RaC'*, verwendet. Da jedoch die induzierte Aktivität auch β- und γ-Strahlen aussendet, so sind schließlich außer den *H*-Strahlen noch drei verschiedene Gruppen von Strahlen vorhanden, welche in der Zählkammer wirksam werden. Wie nun ihre Trennung nach dem bereits von Rausch v. Traubenberg und Philipp angewandten Verfahren durchgeführt wurde, soll vielleicht an der Hand einer schematischen Figur erklärt werden. Fig. 1 zeigt einen übertrieben stark gezeichneten Keil. Die doppelt überstrichene Zone stellt dabei die Reichweitensphäre der α-Teilchen, die einfach überstrichene $+$ der doppelt überstrichenen Zone die der *H*-Strahlen dar. Der ungestrichene Bereich $+$ den beiden anderen Zonen dagegen ist nur mehr für die γ-Strahlen durchlässig.

a) Befindet sich der aktivierte Stift S in dem Abschnitte zwischen A B über dem Keile, so wird die Zahl der abgezählten Ausschläge N_1 eines mit der Zählkammer verbundenen Elektrometers die Summe aller vier Strahlenarten darstellen:

$$\alpha + \beta + \gamma + H = N_1,$$

b) läßt man jedoch diese vier verschiedenen Strahlengattungen vor ihrem Eintritt in die Zähl-

1) Auszug aus der Prager Dissertation.

2) H. Rausch v. Traubenberg, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1921, Heft II.

3) Bull. of the Nat. Res. Counc. (10) **51**, S. 38.

4) Inzwischen wurde, wie in den Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1926, Heft II ersichtlich ist, die ionisierende Wirkung der *H*-Strahlen auch von M. Blau und E. Rona in Wien zu ihrem Nachweis verwendet. Siehe auch Ortner und Stetter, Physik. Zeitschr. **28**, 70, 1927.

5) H. Rausch v. Traubenberg, Zeitschr. f. Phys. **2**, 268, 1920.

kammer ein magnetisches Feld passieren, das stark genug ist, um nur die β-Teilchen abzulenken, so gelangt die Summe $N_2 = \alpha + \gamma + H$ zur Zählung in die Kammer,

c) verschiebt man den Keil dann so weit, daß

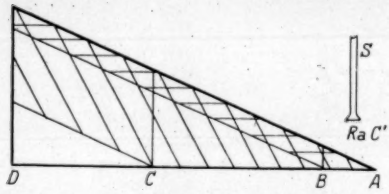


Fig. 1.

das festmontierte Präparat in dem Zwischenraume BC über dem Keile zu liegen kommt, so zählt man nur mehr $\gamma + H = N_3$,

d) ist endlich der α-Strahler durch ein abermaliges Verschieben über den Abschnitt CD gebracht, so bleiben auch die H-Strahlen stecken und man zählt nur noch die von den γ-Strahlen

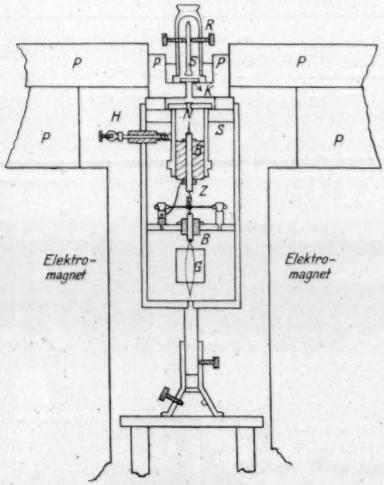


Fig. 2. S = Spitzenzähler; N = Nadel; B = Bernstein; G = Glasfenster; Z = Zündholzwiderstand; K = Röhre für aktivierten Stift S; K = Keil aus Al; H = Hochspannung.

allein in der Zählkammer ausgelösten Elektronen $\gamma = N_4$.

Um nun die H-Teilchen zu bestimmen, genügt es an einer Stelle zwischen DC die α-Strahlen auffallen zu lassen und dort eine bestimmte Zeit lang $\gamma = N_4$ und dann an einer Stelle zwischen CB eine gleiche Zeit diesmal die $\gamma + H = N_3$ abzuzählen. Ihre Differenz stellt bei konstant bleibender Strahlenquelle die H-Partikeln dar, womit also die Möglichkeit des Nachweises der H-Strahlen gegeben ist. Was dann die Ermittlung der Reichweiten der H-Kerne anbelangt, so muß man unter ständiger Kontrolle der γ-Strahlen (Punkt im Intervalle DC) für beliebig viele Punkte im Bereich BC die Anzahl der H-Strahlen bestimmen, um schließlich den Punkt C zu erhalten, bei dem die H-Partikeln gerade aufzutreten beginnen, wo also zuerst $N_3 > N_4$ ist. Diese Keildicke stellt dann die Maximalreichweite der H-Strahlen des Al in diesem Me-

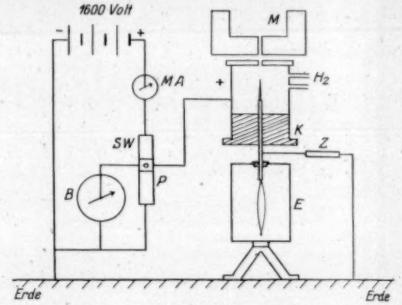


Fig. 3. K = Zählkammer; Z = Zündholzwiderstand; P = Potentiometer (Silitwiderst. von ca. $6 \cdot 10^5$ Ohm; MA = Milliamperemeter; B = Braunsches stat. Elektrometer; M = Magnet; E = Elektroskop.

talle dar. Die Inkonstanz der Strahlenquelle wird durch ein im folgenden geschildertes Verfahren berücksichtigt.

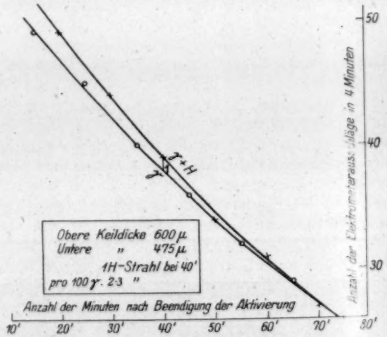


Fig. 4.

III. Beobachtungsmittel.

Die Geigersche Spitzenkammer wurde in

der üblichen Schaltung verwendet. Sie war zwecks Verminderung der Sekundärstrahlen im Innern mit Karton ausgekleidet. Als Füllgas wurde nach den Versuchen von H. Rausch v. Traubenberg und K. Philipp Wasserstoff von normalem Drucke gebraucht. Die Zählkammer wurde mit einem Wulfschen[1]) Zweifadenelektrometer, dem Ableitungswiderstande sowie einem Halter für das Präparat und den Keil nebst den Polschuhen des Elektromagneten zu einem einheitlichen Apparat vereinigt[2]). Die spezielle Anordnung dieser Apparatur läßt sich aus der Fig. 2 ersehen. Die Schaltung ist aus Fig. 3 ersichtlich. Als Ableitungswiderstand W wurde ein mit Pizein überzogenes Zündholz benützt.

IV. Durchführung der Versuche.

Im methodischen Teile wurde auseinandergesetzt, daß bei einem Präparate, das innerhalb der Beobachtungszeit konstant bleibt, einfach durch zwei Zählungen $N_3 = \gamma + H$ und $N_4 = \gamma$ die H-Strahlen ermittelt werden können. Bei unseren Versuchen wurden, wie oben gesagt, zur Atomzertrümmerung die α-Teilchen des RaC' benützt. Nachdem aber der aktive Niederschlag der $RaEm$ verhältnismäßig schnell abklingt, so mußte die Zählung in der folgenden Weise vorgenommen werden. Es wurde zuerst eine Stelle des Keiles der Bestrahlung ausgesetzt, die imstande war, die H-Strahlen abzubremsen (Stelle im Intervall CD der Fig. 1). Es vermochten also nur die γ-Strahlen durchzudringen und diese wurden 4 Minuten lang abgezählt. Die 5. Minute wurde dazu verwendet, um den Keil auf eine schon vorher ausgewählte, im übrigen aber beliebige Stelle aus dem Intervalle BC der Fig. 1 zu verschieben und auf die markierte Stelle einzustellen. Beide Stellen nämlich waren durch Marken gekennzeichnet und daher jederzeit wieder auffindbar und in ihrer Dicke bekannt. Auch an dieser Stelle wurde 4 Minuten lang gezählt. Die Anzahl der Ausschläge des Elektroskopes stellte diesmal $\gamma + H$-Strahlen dar. Die 10. Minute verwendete man wieder, um den Keil in seine alte Lage zurückzubringen. Dies wurde abwechselnd noch einige Male wiederholt. Tabelle I gibt das Resultat eines solchen Versuches wieder. Trägt man diese Werte als Funktion der Zeit in ein Koordinatensystem ein, so erhält man gleichzeitig zwei Kurven: die γ-Strahlenabklingungskurve und die um H vermehrte Kurve, wie die Fig. 4 zeigt. Zur Unterscheidung wurden die Punkte der einen Kurve durch Ringe, die der anderen dagegen durch Kreuzchen bezeichnet. Wir bemerken bei beiden eingezeichneten Kurven eine gewisse Streuung, welche durch die natürlichen Schwankungen der rad. Strahlungen hervorgerufen werden. Die Ordinatendifferenz, welche die immer in 4 Minuten abgezählten H-Strahlen darstellt, kann zu jeder beliebigen Zeit abgelesen und angegeben werden. Zur Erläuterung ist in der Fig. 4 zur Zeit 40 Minuten nach der Aktivierung die Ordinatendifferenz abgelesen und hingeschrieben. Um nun die verschiedenen Stellen der Kurve in sich und verschiedene Kurven untereinander vergleichbar zu machen, wurde die beobachtete H-Strahlenmenge jeweils auf 100 zugehörige γ-Strahlen umgerechnet. Diese Größe bezeichnet man als die reduzierte H-Strahlenmenge. Ihr Wert ist für unseren betrachteten Fall auch in der Tabelle I in einer rechts angefügten Kolonne der Übersicht halber eingetragen.

Tabelle I.

Beginn der Zählung nach der Aktivierungsbeendigung		15′		
Keildicke	obere	600 μ		
	untere	475 μ		
Strahlung		γ	$H+\gamma$	H
		49	49	pro
		45	44	100 γ:
		40	39	
		36	34	2.3
		32	31	
		29	37	

Da nun die Vorversuche lehrten, daß die Keildicke von 600 μ für ein Durchdringen der H-Strahlen zu dick war, so wurde diese Keilstelle als obere Bestrahlungsgrenze bei allen kommenden Versuchen, um die γ-Strahlen allein zu erhalten, beibehalten. Da weiter die obere Grenze der natürlichen H-Strahlen, wie eine kleine Rechnung zeigte, bei ca. 160 μ liegt, so wurde als die dünnste Keildicke 165 μ der Bestrahlung der α-Teilchen ausgesetzt. Indem dann von dieser Keilstelle ausgehend eine immer größere Dicke bestrahlt und die Aufnahme von solchen Doppelreihen durchgeführt wurde, die gezeichnet für jede Stelle des Keiles immer ein solches Kurvenpaar ergab, erhielt man schließlich die Stelle, wo gerade keine Al-H-Partikeln mehr durchzudringen vermögen, also die Maximalreich-

[1]) Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **8**, 246, 527, 780, 1907.
[2]) Dieser kombinierte Apparat von Prof. H. Rausch v. Traubenberg durchkonstruiert, wurde vom Instrumentenmechaniker Herrn Franz Marwan aufs beste ausgeführt.

weite der *Al-H*-Strahlen. Genau kenntlich wurde diese Stelle durch folgendes Verfahren. Trägt man in ein Koordinatensystem die reduzierten *H*-Strahlen als Ordinaten, die zu diesen Zahlen gehörige Keildicke als Abszisse, so erhält man Fig. 5. Aus derselben ergibt sich die gesuchte Reichweite als Schnitt der Kurve mit der Abszissenachse. Die so gefundene Stelle liegt bei einer Keildicke von 500 μ, welche Zahl nach unseren Versuchen somit die Maximalreichweite der *Al-H*-Strahlen im *Al* selbst darstellt. Setzen wir für diese *H*-Strahlen dasselbe Bremsvermögen voraus wie für die α-Strahlen, so errechnen wir aus unseren Versuchen für Luft bei normalem Drucke und Temperatur eine Reichweite von ca. 89 cm, welcher Wert mit dem von Rutherford direkt

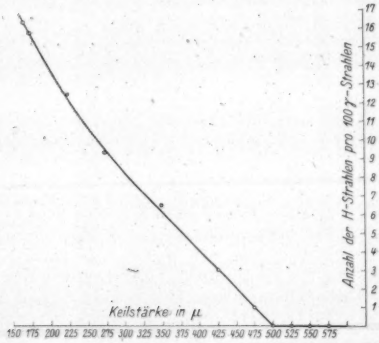


Fig. 5.

gemessenen Werte von 90 cm sich in guter Übereinstimmung befindet.

Wichtig war nun festzustellen, ob die Ausbeute an *H*-Strahlen mit den von anderen Beobachtern gemachten Erfahrungen übereinstimmt. Es wurde, wie hier bemerkt werden möge, bei dieser Arbeit auf die Ausbeutebestimmung kein besonderes Gewicht gelegt, da ihr Zweck darin bestand, die Reichweite der *Al-H*-Strahlen festzulegen. Doch wurde die Größenordnung derselben gefunden und zwar nach folgendem Verfahren:

Zuerst wurde eine Doppelreihe wie früher aufgenommen, und ein Kurvenpaar erhalten. Aus diesem wurde zu bestimmter Zeit nach der Aktivierungsbeendigung die Menge der *H*-Strahlen wie oben abgelesen. Nunmehr wurde gewartet, bis der aktive Niederschlag so weit abgeklungen war, daß die α-Partikeln leicht gezählt werden konnten. Dies war erst nach einigen Stunden möglich. Dann wurde der aktivierte Stift mit seinem Halter zum Zwecke der α-Teilchenzählung genau soweit vom Deckel des Spitzenzählers entfernt aufgestellt, als bei der *H*-Partikelzählung die Distanz zwischen Stift und Keil betragen hatte. Da auch β- und γ-Strahlen vorhanden sind, so wurden, um die α-Teilchen herauszuschälen, zwei Gruppen von Strahlen unterschieden, nämlich $\alpha+\beta+\gamma$- und $\beta+\gamma$-Strahlen. Indem die α-Partikeln durch ein 50 μ starkes Blech aus *Al* abgebremst wurden, erhielt man aus der ersten die zweite Gruppe. Ihre Differenz gibt unter Berücksichtigung der Abklingung des Präparates, was wie früher durch die Aufnahme der Abklingungskurve geschieht, eben die α-Teilchen zu einer bestimmten Zeit nach der Aktivierung.

Tabelle II.

Strahlung	$\beta+\gamma$	$\alpha+\beta+\gamma$	$\beta+\gamma$	$\alpha+\beta+\gamma$
Zahl der Ausschläge des Elektrometers in je 4 Min.	32 22 19 22 14 10	260 182 144 116 92 80	13 10 9 8	210 172 147 127
Anzahl der 465 Min. nach der Aktivierungsbeendigung abgelesenen α-Teilchen pro 4 Min.	125		155	
Berechnete Menge der zur Erzeugung eines *H*-Strahles nötigen α-Partikeln	400000		450000	

In der Tabelle II sind zwei solche Ausbeutemessungen wiedergegeben. Aus den gezählten α-Teilchen wurde dann unter Berücksichtigung des Umstandes, daß zur Zeit der Messung noch nicht das Gleichgewicht zwischen *RaA*, *RaB* und *RaC* erreicht war, nach folgender Formel die zur beobachteten Zeit t vorhandene Menge von *RaC* berechnet:

$$C = C_\Theta \frac{k_1 e^{-\lambda_A t} + k_2 e^{-\lambda_B t} + k_3 e^{-\lambda_C t}}{k_1 + k_2 + k_3}$$ [1])

wenn durch die Zeit Θ exponiert worden war. Dabei bedeutet

$$k_1 = 0{,}669\,(1 - e^{-\lambda_A \Theta})$$
$$k_2 = 116{,}45\,(1 - e^{-\lambda_B \Theta})$$
$$k_3 = -88{,}98\,(1 - e^{-\lambda_C \Theta}).$$

1) St. Meyer und E. v. Schweidler, Radioaktivität 349, 1916.

λ_A, λ_B und λ_C sind die Zerfallskonstanten von *RaA*, *RaB* und *RaC*. Bei unserer ersten Messung war $\Theta = 90$ Minuten und $t = 465$ Minuten. Nach dieser Zeit wurden an α-Teilchen pro Minute gezählt:

$$31 = \lambda C = \lambda C_0 \frac{k_1 e^{-\lambda_A t} + k_2 e^{-\lambda_B t} + k_3 e^{-\lambda_C t}}{k_1 + k_2 + k_3}.$$

Diese Gleichung liefert den Wert von C_0 und daraus die zur Zeit $t = 0$ vorhandene Menge an α-Teilchen des *RaC*. Daher war zur Zeit $t = 60$ Minuten

$$\lambda C_0 \frac{k_1 e^{-\lambda_A t} + k_2 e^{-\lambda_B t} + k_3 e^{-\lambda_C t}}{k_1 + k_2 + k_3} = \lambda C = 480{,}000.$$

Da nun um diese Zeit in 4 Minuten 5 *H*-Teilchen ausgelöst wurden, wie die aufgenommene Doppelreihe lehrte, so war die zur Bildung eines *H*-Strahles nötige Anzahl an α-Partikeln des *RaC* $480{,}000 \frac{4}{5} \approx 400{,}000$. Dieser Wert ist auch in die Tabelle II eingetragen. Die dort angegebenen Werte waren zwar die größten, die gefunden wurden, aber es würden nach unseren Befunden doch stets ca. 100,000 α-Teilchen nötig sein zur Erzeugung eines *H*-Strahles aus *Al*.

Während nun Rutherford und Chadwick[1], welche die α-Teilchen des *RaC* vollkommen in Aluminium abbremsten, in diesem Metalle pro 10^6 *RaC*-α-Teilchen vier *H*-Strahlen feststellen konnten, so fand E. A. W. Schmidt[2] nach der retrograden Methode pro 10^6 *RaC*-α-Teilchen pro Wegzentimeter 30 *Al H*-Strahlen. Nach unseren Versuchen dagegen, wo die α-Teilchen gleichfalls in *Al* gänzlich abgebremst wurden wie bei Rutherford, würden pro 10^6 α-Teilchen des *RaC* gegen 10 *H*-Strahlen ausgelöst werden.

V. Diskussion der Fehlerquellen.

Was nun die Frage betrifft: Stellt der Mittelwert der Ordinatendifferenzen mehrerer an derselben Keilstelle aufgenommenen Kurvenpaare tatsächlich die *H*-Strahlen allein dar oder ist dieser Größenunterschied durch die Abnahme der γ-Strahlen mit zunehmender Keildicke durch die Absorption der γ-Strahlen mitbestimmt? So zeigt folgende Überlegung, daß die γ-Strahlen keinen Einfluß ausüben können.

Als γ-Strahler kommen *RaB* und *RaC* in Betracht. Davon haben die γ-Strahlen des *RaC*, die die weitaus überwiegende Menge ausmachen, eine Halbierungsschicht, die etwas über 6 cm im *Al* beträgt und eine zweite äußerst schwache Strahlung eine solche von 1,73 cm[1]). Bei diesen Halbwertsschichten ist eine Änderung von höchstens 400 μ aber belanglos. Was dann *RaB*, das ja vor allem ein β-Strahler ist, betrifft, so besitzt es, wie Richardson und Rutherford[2]) schreiben, auch eine γ-Strahlung, die sehr schwach an Intensität und Durchdringungsfähigkeit gegen über der des *RaC* ist. Sie fanden für die Halbierungsdicke in *Al*: $D = 30\ \mu$, 173 μ, 1,36 cm. Diese schwache Gruppe zerfällt also noch in drei Gruppen, von denen die erste und die letzte nicht von Einfluß auf unser Resultat sein können. Von Bedeutung könnte nur die zweite Gruppe sein, aber sie kommt gegenüber der γ-Strahlung des *RaC* wohl gar nicht zur Geltung. Überdies beweist gerade die scharfe Grenze der Reichweitenkurve bei etwa 500 μ, daß es sich hier nicht um eine Absorptionskurve der γ-Strahlen handeln kann, so daß die vorliegende Kurve tatsächlich die Reichweitenkurve der *H*-Strahlen des *Al* in diesem selbst darstellt.

Die neue Methode nun eignet sich natürlich zur Zählung von *H*-Strahlen, deren Luftreichweite größer als die der α-Teilchen ist, ohne weiteres. Wie nun Kirsch und Pettersson bei ihren Arbeiten fanden, geben die ersten 20 Elemente des periodischen Systems, soweit sie sich zertrümmern lassen, teilweise auch recht kurz reichweitige *H*-Strahlen. Die abbremsende Wirkung der Luft zwischen Keil und Zählkammer läßt sich jedoch durch Evakuierung dieses Raumes beseitigen, so daß die Möglichkeit besteht, mit dem beschriebenen Verfahren noch *H*-Strahlen wesentlich kürzerer Reichweite zu beobachten. Besonders günstig für diese Methode ist die Entdeckung von E. A. W. Schmidt[3]), daß auch die α-Teilchen des *Po H*-Strahlen auszulösen fähig sind. Man wäre dann imstande, die *H*-Strahlen allein in der Zählkammer bequem zu zählen.

VI. Zusammenfassung.

1. Das von Rausch v. Traubenberg und K. Philipp zuerst benutzte Verfahren, die Geigersche Spitzenkammer zum Nachweis von *H*-Strahlen zu verwenden, wurde experimentell nach der quantitativen Seite hin weiter ausgebaut.

2. Mit Hilfe dieser Methode in Kombination mit der Rausch v. Traubenbergschen Keilmethode wurde die Reichweite der im *Al* ausgelösten *H*-Strahlen im *Al* bestimmt und in guter

1) Rutherford und Chadwick, Phil. Mag. **42**, 809, 1921; **44**, 417, 1922.
2) E. A. W. Schmidt, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1926, Heft II.

1) H. Richardson, Proc. Roy. Soc. (A) **90**, 521, 1914.
2) E. Rutherford und H. Richardson, Phil. Mag. (6) **25**, 722, 1913.
3) E. A. W. Schmidt, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1926, Heft II.

Übereinstimmung mit dem Rutherfordschen Werte gefunden.

3. Die Ausbeute an H-Strahlen ergab sich dabei in der von anderen Beobachtern gefundenen Größenordnung.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. H. Rausch v. Traubenberg für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die stetige und schnelle Hilfsbereitschaft bei derselben herzlichst danken.

Das in dieser Arbeit verwendete Radiumpräparat wurde vom Arbeitsministerium der tschechoslov. Regierung in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt, wofür auch an dieser Stelle gedankt sei.

Prag, Physikalisches Institut der Deutschen Universität, im Februar 1927.

(Eingegangen 23. Februar 1927.)

Über den Polarisationszustand des von Quecksilberteilchen im Dunkelfeld abgebeugten Lichtes.

Von Ulrich Gerhardt.

In einer früheren Arbeit[1]) bemerkte Verf. die fast vollständige lineare Polarisation des von Hg-Teilchen im Dunkelfeld des Kardioidkondensors abgebeugten Lichtes, sofern diese Teilchen so groß waren, daß sie im Mikroskop als dunkle Scheibe mit einem gleichmäßig leuchtenden Ring um sich zu sehen waren. Bei weiteren Untersuchungen mit dem in der genannten Arbeit beschriebenen Interferenzmikroskop, bei denen erstmalig Immersionssysteme benutzt wurden, und über die demnächst eine Mitteilung erscheinen wird, wurde eine Änderung dieser Polarisationserscheinung beobachtet, sobald sich die Hg-Kügelchen nicht in Luft sondern in Öl eingebettet befanden. Über diese Beobachtungen sei im folgenden kurz berichtet. Dabei sei im voraus bemerkt, daß es sich bei ihnen um linear polarisiertes Licht gemischt mit natürlichem Licht handelt, wie die Untersuchung mit einem $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen ergab. Es wurde mit koaxialer Dunkelfeldbeleuchtung des Wechsel-, des Kardioid- und des Leuchtbildkondensors der Firma Zeiss gearbeitet und Hg-Teilchen von rd. 1 bis 5 μ Durchmesser beobachtet. Diese Teilchen wurden durch Verdampfen von Quecksilber, das sich auf dem Objektträger niederschlug, erhalten.

1) Zeitschr. f. Physik **35**, 711, 1926.

A. Luftpräparat: Befanden sich die Hg-Tröpfchen in Luft, so ergab die Analyse über dem Okular, daß die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors in jedem Punkt des von den Teilchen sichtbaren Beugungsringes radial war, d. h. im analysierenden Nikol waren die Enden des der langen Diagonale parallelen Durchmessers fast vollständig ausgelöscht (Fig. 1). Der Anteil des natürlichen Lichtes ist nur sehr gering. Daß ein solcher jedoch, wenn auch sehr schwach, vorhanden ist, zeigt sich auch, wenn man vor dem Kondensor eine Azimutblende nach Siedentopf[1]) einschaltet derart, daß von dem Beugungsring überhaupt nur die Enden eines Durchmessers leuchten[2]). Dies Leuchten ist dann bei keiner Analysatorstellung ganz zum Verschwinden zu bringen.

Beleuchtet man die Teilchen mit linear polarisiertem Licht, so sind wieder die Enden eines

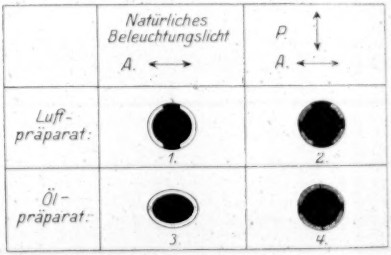


Fig. 1—4. Rein qualitative Darstellung einiger Polarisationserscheinungen, wie sie im Dunkelfeld sowohl des Wechsel- als auch des Kardioid- als auch des Leuchtbildkondensors an Hg-Kügelchen beobachtet werden können. A ⟷ bedeutet: der Analysator läßt den elektrischen Vektor in der gezeichneten Richtung durch. P = Polarisator.

Durchmessers nahezu ausgelöscht. Es kann gezeigt werden, daß der Polarisationszustand des Beleuchtungslichtes an den Kügelchen einerseits verstärkt, anderseits geschwächt wird. Denn bei gekreuztem Analysator ist nicht etwa der leuchtende Ring eines Teilchenbildes ganz ausgelöscht, sondern es erscheinen dann die Enden des Durchmessers, der der Schwingungsrichtung des elektrischen Beleuchtungsvektors parallel ist, dunkler als die des darauf senkrechten, während in den Zwischenrichtungen die Ringzonen noch immer, wenn auch geschwächt, leuchten (Fig. 2).

B. Ölpräparat: Wesentlich anders ist der Effekt, wenn die Hg-Kügelchen nicht in Luft sondern in Öl eingebettet sind. Bei natürlichem

1) Zeitschr. f. wiss. Mikr. **25**, 424—431, 1908.

2) Eine solche Blende dürfte auch mit gutem Erfolg bei dem Interferenzmikroskop anzuwenden sein.

Beleuchtungslicht tritt hier nämlich eine Verzerrung der Bilder ein derart, daß im Analysator der leuchtende Bildrand als Ellipse erscheint, deren lange Achse mit der Richtung zusammenfällt, in der der Analysator den elektrischen Vektor durchläßt. Diese elliptische Verzerrung hat bei allen Teilchen innerhalb der Fehlergrenzen denselben Betrag und tritt daher bei den kleineren Teilchen weit deutlicher hervor als bei den größeren (Fig. 3). Besonders gut ist sie zu beobachten, wenn man ein Wollastonprisma als Analysator benutzt, da dessen beide Bilder die Verzerrung senkrecht zueinander zeigen.

Dieselbe Erscheinung ergibt sich, wenn man bei Verwendung des Wechsel- oder des Kardioidkondensors das Quecksilber in Wasser oder Alkohol einbettet. Bei Verwendung des Leuchtbildkondensors hingegen hat man bei Einbettung der *Hg*-Kügelchen in Wasser die radiale Polarisation wie früher bei den Luftpräparaten, jedoch nicht ganz so rein. Nimmt man hier dagegen Alkohol als Einbettungsmedium, so beobachtet man wieder die beschriebene elliptische Verzerrung, jedoch nunmehr nicht ganz so rein wie bei den Ölpräparaten. Nun beträgt die untere numerische Grenzaperatur des Leuchtbildkondensors etwa 1,3, der Brechungsexponent des Natriumlichtes für Wasser 1,333 und der für Alkohol 1,363. Bei Einbettung in Wasser kann also aus dem Kondensor durch den Objektträger hindurch nur ganz wenig direktes Licht auf die Teilchen fallen, mehr schon hingegen bei der Einbettung in Alkohol. Hier ist nun wohl die Erklärung der Verschiedenheit des Polarisationszustandes des von den Teilchen abgebeugten Lichtes zu suchen. Bei den Luftpräparaten, bei denen wegen der Totalreflexion gar kein Licht aus den Kondensoren auf die Teilchen kommen dürfte, handelt es sich wahrscheinlich um diffus aus der Grenzschicht Objektträger-Präparat auf dieses fallendes und von dort ebenso diffus abgebeugtes Licht. Die Rauhigkeit der genannten Grenzschicht bewirkt ja bekanntlich, daß Licht in das zweite Medium eintritt. — Bei den Ölpräparaten handelt es sich dagegen um Licht, das direkt aus den Kondensoren auf die Teilchen fällt und von diesen ins Mikroskop abgebeugt wird. Für die Verschiedenartigkeit des Lichtes in den beiden angeführten Fällen spricht auch der große Intensitätsunterschied — die Ölpräparate sind bedeutend heller als die in Luft — sowie die Tatsache, daß die scheinbaren Radien eines Teilchens in beiden Fällen verschieden groß sind und zwar bei Öleinbettung kleiner als bei Einbettung in Luft.

Das Wasser- sowie das Alkoholpräparat bei Benutzung des Leuchtbildkondensors stehen nun mit ihren unreinen Effekten offenbar in der Mitte zwischen den Luft- und Ölpräparaten. Es scheint ein Übergang zwischen dem Effekt der radialen Polarisation und dem der elliptischen Verzerrung zu bestehen. Dies zeigt sich auch, wenn man die *Hg*-Tröpfchen in ein Alkohol-Wasser-Gemisch bettet. Das benutzte Gemisch hatte für *Na*-Licht den Brechungsexponenten $n_D = 1{,}356$. Es waren jetzt an den Bildern der Kügelchen deutlich beide Ringe erkennbar, der helle innere mit der elliptischen Verzerrung und der schwächer leuchtende äußere mit der radialen Polarisation. Nimmt man nun an, daß bei der Einbettung in Öl neben dem direkt aus dem Kondensor auf die Teilchen fallenden Licht diese auch noch von allen Seiten diffuses Licht empfangen, so wird dies auch diffus abgebeugte Licht wie bei den Luftpräparaten in der langen Nikoldiagonale fortgenommen. Dadurch muß das Teilchen in der kurzen Diagonale länger erscheinen, da ja der diffus abgebeugte Ring der äußere ist. Bei Beobachtung ohne Nikol macht sich dieser hingegen wegen der Überstrahlung durch den inneren nicht oder fast nicht bemerkbar.

Es lag nahe, zum Vergleich zu untersuchen, wie sich sonst das von Kanten im Dunkelfeld abgebeugte Licht in bezug auf seinen Polarisationszustand verhält. Dabei ergab sich an Wollastondrähten, daß diese im Dunkelfeld als Luftpräparat senkrecht zur Kante polarisiertes Licht abbeugen, sich also ganz wie *Hg*-Teilchen in Luft verhalten. Als Ölpräparat jedoch beugen jene parallel zur Kante polarisiertes Licht ab. Man muß also wohl annehmen, daß zu der radialen Polarisation des äußeren Bildringes noch eine tangentiale des inneren Ringes hinzukommt, der ja von dem aus dem Kondensor direkt auf das Teilchen fallenden Licht herrührt. Dafür spricht auch die Tatsache, daß der elliptische Ring an den Enden seiner kurzen Achse (diese hat aber die Richtung, in der der Analysator den elektrischen Vektor nicht durchläßt) heller erscheint als an denen der langen Achse. Auch bei der Benutzung der oben erwähnten Azimutblende zeigt sich dies. Und endlich spricht dafür auch die auch am Ölpräparat zu beobachtende Verstärkung bzw. Schwächung des linear polarisierten Beleuchtungslichtes. Im gekreuzten Analysator ist dann wiederum das Teilchenbild nicht etwa ausgelöscht, sondern es sind vielmehr die Enden der Achse, die senkrecht zur Schwingungsrichtung des Beleuchtungslichtes steht, fast ausgelöscht, während die der dazu senkrechten Achse — allerdings nur sehr wenig — geschwächt werden und in den Zwischenrichtungen der Ring wiederum noch immer, wenn auch geschwächt, leuchtete (Fig. 4). Jedoch ist im ganzen dazu zu bemerken, daß diese

tangentiale Polarisation ungleich geringer ist als die beschriebene radiale. —

Natürlich wirken auch die Reflexionen des Lichtes in den Dunkelfeldkondensoren auf dessen Polarisationszustand ein, ebenso wie der Durchgang durch die Mikroskopobjektive diesen beeinflußt. Jedoch dürfte diese Beeinflussung nicht zur Erklärung der beschriebenen Erscheinungen herangezogen werden können.

Zum Schlusse sei noch die Tatsache erwähnt, daß die *Hg*-Teilchen auch im Hellfeld bei der Analyse die oben beschriebene elliptische Verzerrung zeigen, und zwar in gleicher Weise als Luft- wie als Ölpräparat. Beleuchtet man nun die Teilchen im Hellfeld mit linear polarisiertem Licht und analysiert am Okular, so erscheint bei gekreuztem Analysator nicht etwa das ganze Gesichtsfeld gleichmäßig dunkel. Es heben sich vielmehr die Teilchen noch deutlich von diesem ab. Und zwar erscheint auf ihnen ein dunkles Kreuz in der Richtung der beiden Nikoldiagonalen, während dazwischen der Teilchenrand mäßig hell leuchtet, etwa so als ob er im Dunkelfeld Licht abbeuge. —

Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Prof. v. Baeyer für das Interesse, das er den Versuchen entgegenbrachte, bestens zu danken.

Berlin, Institut für Physik der Landwirtschaftlichen Hochschule, Februar 1927.

(Eingegangen 24. Februar 1927).

Die Bestimmung des optischen Anisotropiekoeffizienten der Luftmoleküle durch Messungen der Himmelspolarisation [1].

Von I. I. Tichanowsky.

§ 1. Einleitung.

Wenn man durch natürliches Licht ein Gas, dessen Moleküle anisotrop sind, beleuchtet und die Polarisation des zu den einfallenden Strahlen senkrecht zerstreuten Lichtes beobachtet, so wird diese Polarisation, wie bekannt, unvollständig sein. Außer der Komponente, welche in der durch den einfallenden und den zerstreuten Strahl gehenden Ebene polarisiert ist (erste, größere Komponente), gibt es noch eine Komponente, welche in der zur ersten perpendikulären Ebene polarisiert ist (zweite, kleinere Komponente). Die Existenz dieser zweiten Komponente wird durch die Molekülanisotropie bedingt. Im Falle isotroper Moleküle ist diese Komponente gleich Null. Bezeichnen wir das Verhältnis der kleineren Komponente zur größeren durch a. Diese Größe wird das Maß der Anisotropie der Moleküle sein, insofern diese Anisotropie auf die rein optische Erscheinung — Lichtzerstreuung — zurückwirkt. Wir werden a optischen Koeffizient der Molekülanisotropie nennen.

Strutt (Rayleigh), Cabannes, Raman und Rao[1]) haben Messungen dieses Koeffizienten für eine Reihe von Gasen, Luft eingeschlossen, ausgeführt, wobei für die Luft folgende Werte erhalten wurden: 0,040 (Cabannes), 0,042 (Rayleigh, 1. Serie), 0,050 (Rayleigh, 2. Serie), 0,044 (Raman und Rao). Den optischen Anisotropiekoeffizienten der Luftmoleküle kann man auch durch Messungen in der Atmosphäre bekommen. Dafür muß man erstens den gemessenen Wert der Himmelspolarisation haben und zweitens den theoretischen Ausdruck für die Größe dieser Polarisation, welcher die Größe a enthalten muß. Aber die Atmosphäre ist nicht reine Luft, welche keine fremde Partikel enthielte. Wenn man darum die Ergebnisse der direkten Messungen der Himmelspolarisation benutzen will, so sollte man die Theorie der Himmelspolarisation einer „trüben" Atmosphäre, d. h. der durch Anwesenheit fremder Partikel verunreinigten Atmosphäre, entwickeln. Wir wollen es mit reiner Atmosphäre zu tun haben. Darum wollen wir die direkt gemessene Polarisationsgröße auf die reine Atmosphäre zurückführen, indem wir die Wirkung der fremden Partikeln ausschalten. Um a auszurechnen, wird nötig sein, auch eine Theorie der Himmelspolarisation für die nur aus anisotropen Luftmolekülen bestehende Atmosphäre aufzustellen. Solche Theorie aber gibt es bis jetzt nicht. Die Cabannessche Theorie[2]) der Lichtzerstreuung durch anisotrope Gasmoleküle kann nicht direkt auf die Atmosphäre angewendet werden, da diese Theorie die sekundäre Lichtdiffusion, welche in der Atmosphäre zweifellos eine bedeutende Rolle spielt, nicht berücksichtigt. Die von Ahlgrimm[3]) aufgestellte Theorie der Himmelspolarisation ist andererseits, obwohl sie die sekundäre Diffusion berücksichtigt, doch aus folgenden Gründen unbrauchbar. Erstens geht sie von der Annahme der Isotropie der zerstreuenden Partikeln aus. Zweitens stellt sie keine Theorie der Himmels-

1) Vorgetragen in den Sitzungen (Colloquien) des physikalischen Instituts zu Simferopol am 14. und 21. Oktober 1926.

1) Raman and Rao, Phil. Mag. **46**, 426, 1923.
2) J. Cabannes, Ann. de Phys. **15**, 5, 1921.
3) F. Ahlgrimm, Jahrb. d. Hamburg. Wissensch. Anst. XXXII, 1914.

polarisation der reinen Atmosphäre dar, da Ahlgrimm die Anwesenheit der großen Partikeln der Atmosphäre im einen Falle nicht in Betracht zieht (Berücksichtigung der primären Diffusion), wohl aber im anderen Falle (Berücksichtigung der sekundären Diffusion). Wir werden die uns nötige ziemlich genaue Theorie der Himmelspolarisation aufstellen, wenn wir von der Theorie von Cabannes, welche wir dabei verallgemeinern müssen, ausgehen.

§ 2. Die Polarisationsgröße des Himmelslichtes für die absolut reine Atmosphäre.

Um den Wert, welchen die Himmelspolarisation hätte, wenn die Atmosphäre vom Staube und vom Wasserdampfe völlig befreit wäre (absolut reine Atmosphäre), zu gewinnen, führte ich im Jahre 1925 parallele Messungen der Größe der Zenitpolarisation (p) bei Sonnenhöhe 0°, der Stäubchenzahl (n) in cm^3 Luft und der absoluten Feuchtigkeit (e) aus. Eine Serie der Messungen (13 Reihen) wurde auf dem Berge Ai-Petri (1200 m) in Krim, andere (14 Reihen) im Simferopol (270 m) ausgeführt. Jede Serie wurde auf folgende Weise bearbeitet. Nach der Formel

$$p = a + \frac{\Delta p}{\Delta n} \cdot n$$

wurden von allen Reihen der gegebenen Serie durch die Methode der kleinsten Quadrate die Größen a und $\Delta p/\Delta n$ bestimmt. Bei Benutzung des Wertes $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ wurden alle direkt gemessenen Werte p auf $n = 0$, d. h. auf die absolut staublose Atmosphäre, zurückgeführt. Aus den auf diese Weise gewonnenen Polarisationswerten (p') wurden aus der Formel

$$p' = p_0 + \frac{\Delta p}{\Delta e} \cdot e$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate die Größen p_0 und $\Delta p/\Delta e$ bestimmt.

Lassen wir zwei Annahmen gelten:

1. Die von uns angewendete Extrapolation sei zulässig.
2. Wenn an der Beobachtungsstelle über der Erdoberfläche $n = 0$ und $e = 0$ ist, so ist der ganze Teil der Atmosphäre, welcher die Größe der Himmelspolarisation an der Beobachtungsstelle bedingt, von Staub und Wasserdampf frei.

Bei solchen Annahmen ist p_0 die Größe der Himmelspolarisation der absolut reinen Atmosphäre. Auf solche Weise habe ich die Werte der Himmelspolarisation der absolut reinen Atmosphäre bekommen: 877 für Ai-Petri und 870 für Simferopol (die Polarisationsgröße ist hier, wie überall in diesem Aufsatze, in Promille angegeben[1]).

Im Jahre 1926 hatte ich die Möglichkeit, noch 7 Messungen auf Ai-Petri auszuführen. Der auf solche Weise aus allen 20 Reihen der Ai-Petrischen Beobachtungen gewonnene Wert p_0 hat sich als 860 erwiesen.

Wenn man aber die zweite Annahme gelten lassen kann, so ist es nicht mit der ersten möglich. Die Extrapolation muß nach irgendeiner theoretisch begründeten Formel ausgeführt werden. Wollen wir die einfachste von diesen Formeln, und zwar die Formel für die Polarisationsgröße des Lichtes, welches durch das aus zwei Arten von Teilchen bestehende Medium zerstreut wird, herleiten.

Nehmen wir an, es befänden sich in der Volumeneinheit des Mediums m Luftmoleküle und n fremde Partikeln. Seien die Intensitäten des Lichtes, welches in beliebiger Richtung durch jedes Molekül zerstreut wird, i_1 und i_2, und des Lichtes, welches in derselben Richtung durch jede Partikel zerstreut wird, i_1' und i_2'. Die Polarisationsgröße des durch dieses Medium zerstreuten Lichtes wird

$$p = \frac{(i_1 - i_1)\, m + (i_1'' - i_2'')\, n}{(i_1 + i_2)\, m + (i_1' + i_2')\, n} \qquad (1)$$

betragen.

Wollen wir folgende Bezeichnungen einführen:

$$\frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2} = p_0, \quad \frac{i_1' - i_2'}{i_1' + i_2'} = p', \quad \frac{i_1'' + i_2''}{2 i_1' m} = A,$$

$$1 + \frac{1}{p} = D, \quad 1 + \frac{1}{p_0} = D_0.$$

Die eingeführten Größen p_0, p', D und D_0 haben folgende Bedeutung: p_0 ist die Polarisationsgröße des durch dieses Medium zerstreuten Lichtes in dem Falle, wenn dieses Medium nur aus Molekülen einer Art bestünde (z. B. absolut reine Atmosphäre), p' auch dieselbe, wenn das Medium nur aus fremden Partikeln besteht, D Depolarisationskoeffizient, D_0 der Wert dieses Koeffizienten für dasselbe Medium, wenn dieses nur aus einerlei Molekülen bestünde. Mittelst dieser Bezeichnungen nimmt die Formel (1) folgendes Aussehen an:

$$D = D_0 \left(1 + \frac{An}{1 + Ap'n}\right). \qquad (2)$$

1) I. I. Tichanowsky, Meteorol. Zeitschr. **43**, 154, 1926.

Die Größe A kann man in genügendem Grade als von D_0, p', n unabhängig betrachten.

Wenn man annimmt, daß die fremden Partikeln so groß sind, daß das von ihnen ausgehende Licht in genügendem Grade dem unpolarisierten Lichte gleich gelten kann, so ist $p' = 0$ und die Formel (2) verwandelt sich in die folgende:

$$D = D_0(1 + An). \qquad (3)$$

In diesem Falle ist der Depolarisationsfaktor der Zahl der fremden Partikeln proportional; es ist klar, daß diese Proportionalität nur bei Beständigkeit des A statthat, d. h. bei der Beständigkeit der Art der zerstreuenden Moleküle, der Art und der Dimensionen der fremden Partikeln, der Molekülenzahl in der Volumeneinheit und bei der Beständigkeit der Richtung des zerstreuten Lichtes in bezug auf die Richtung der einfallenden Strahlen.

Bei Benutzung der Formeln (2) und (3) bestimmte ich die Größe der Himmelspolarisation für die absolut reine Atmosphäre (p_0) aus 20 Reihen der Messungen auf Ai-Petri auf folgende Weise. Erstens schaltete ich die Einwirkung des Staubes auf die Polarisationsgröße mittels der Formel (3) aus, indem ich die Stäubchen so groß annahm, daß das durch dieselbe zerstreute Licht für unpolarisiert gehalten werden konnte. Nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmte ich die Größen D_0 und A, mittels welcher alle D, die aus direkten Messungen der Polarisationsgröße gewonnen wurden, auf $n = 0$ zurückgeführt wurden. Dann berechnete ich bei Benutzung dieser angeführten Werte D mittels Formel (2), d. h. ohne die Annahme $p' = 0$ zu machen, da in diesem Falle als fremde Partikeln vorwiegend Wassermoleküle gelten konnten, D_0, was den Wert $D_0 = 2{,}168$ ergab. Auf solche Weise habe ich den Wert der Himmelspolarisation für die absolut reine Atmosphäre

$$p_0 = 856$$

gewonnen.

Dieser Wert stimmt vollständig überein mit dem Wert 860, welcher durch Extrapolation nach der anderen Formel erhalten wurde.

§ 3. Etwaige Verallgemeinerung der Theorie von Cabannes.

Cabannes, wie bekannt, hat die Ausdrücke für Intensitäten des durch anisotrope Gasmoleküle zerstreuten Lichtes nur für den Fall gegeben, daß die Richtung des zerstreuten Lichtes zur Richtung der einfallenden Strahlen senkrecht ist. In diesem Paragraphen führen wir die Ausdrücke für die Intensitäten des durch anisotrope Gasmoleküle in beliebiger Richtung zerstreuten Lichtes.

Lassen wir das natürliche Licht nach der Richtung der x-Achse (Fig. 1) sich ausbreiten und auf die ungeordnet orientierten anisotropen Moleküle des Gases fallen. Bezeichnen wir die Amplitude des elektrischen Feldes der einfallenden Welle durch E_z und E_y.

Wenn man anfangs auf die Betrachtung des zerstreuten Lichtes, welches seine Existenz der Komponente E_z verdankt, sich beschränkt,

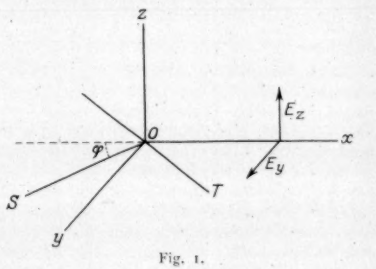


Fig. 1.

so gibt Cabannes für die Intensitäten des durch die Volumeneinheit (um den Punkt O) in der Richtung OI zerstreuten Lichtes folgende Ausdrücke:

$$I_z' = I_z \frac{3\pi^2 (n^2 - 1)^2 (2 - a)}{L r^2 \lambda^4 (6 - 7a)}, \qquad (4)$$

(Schwingung nach z-Achse)

$$I_x' = I_z \frac{3\pi^2 (n^2 - 1)^2 a}{2 L^2 \lambda^4 (6 - 7a)}, \qquad (5)$$

(Schwingung nach x-Achse)

wo $I_z = \frac{c}{8\pi} E_z^2$, n Brechungskoeffizient des Gases ist, L Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit, r Abstand von der zerstreuenden Volumeneinheit, λ Wellenlänge, a optischer Koeffizient der Anisotropie der Moleküle.

Diesen beiden Formeln kann man folgende Interpretation, welche uns im weiteren nötig sein wird, geben:

Wenn auf die Volumeneinheit eines Gases mit anisotropen Molekülen eine vollkommen polarisierte Welle fällt, so wird die Komponente des senkrecht zerstreuten Lichtes, deren Richtung des elektrischen Feldes mit der Richtung des elektrischen Feldes der fallenden Welle zusammenfällt, durch die Formel (4) bestimmt. Die Komponente, deren Richtung des elektrischen Feldes zur Richtung des elektrischen Feldes der einfallenden Welle senkrecht ist, wird durch die Formel (5) bestimmt. (Erste Regel.)

Wollen wir jetzt das Licht betrachten, welches in einer Richtung OS, die in der Ebene XOY liegt und mit den einfallenden Strahlen den Winkel φ bildet, zerstreut wird, wobei das einfallende Licht unpolarisiert ist ($E_x = E_y$). Bezeichnen wir die Intensitäten des zerstreuten Lichtes durch I_z' (Schwingungen nach z-Achse) und I_t' (Schwingungen nach OT, wobei OT zu OS senkrecht ist und in der Ebene XOY liegt). Bezeichnen wir auch

$$\frac{3\pi^2 (n^2-1)^2}{L r^2 \lambda^4 (6-7a)} = R.$$

Dann gibt die Komponente E_x (nach der ersten Regel)

$$\left.\begin{aligned} i_z' &= I_x R (2-a), \\ i_t' &= I_x R a, \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

weil die Richtungen OT und OX in bezug auf den Vektor E_x symmetrisch sind.

Was die Komponente E_y anbetrifft, so werden wir sie in zwei Komponenten nach den Richtungen OS und OT — E_s und E_t zerlegen. Bezeichnen wir

$$I_y = \frac{c}{8\pi} E_y^2, \quad I_s = \frac{c}{8\pi} E_s^2 = I_y \sin^2\varphi,$$

$$I_t = \frac{c}{8\pi} E_t^2 = I_y \cos^2\varphi.$$

Die Komponente E_s gibt nach der ersten Regel

$$\left.\begin{aligned} i_z' &= I_s R a, \\ i_t' &= I_s R a. \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Die Komponente E_t auch nach der ersten Regel

$$\left.\begin{aligned} i_z' &= I_t R a, \\ i_t' &= I_t R (2-a). \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Die Formeln (7) und (8) geben als Resultate der Wirkung der Komponente E_y

$$I_z' = \Sigma i_z' = I_y R a, \quad (9)$$

$$I_y' = \Sigma i_y' = I_y R [a \sin^2\varphi + (2-a)\cos^2\varphi]. \quad (10)$$

Die eben gewonnenen Formeln gestatten folgende Interpretation, welche uns später nötig sein wird. Wenn auf die Volumeneinheit des Gases mit anisotropen Molekülen eine ganz polarisierte Welle fällt, so werden die Intensitäten des Lichtes, welches in der mit der Richtung des elektrischen Feldes der einfallenden Welle den Winkel $90^0 - \varphi$ bildenden Richtung zerstreut wird, durch die Formeln (9) und (10) bestimmt, wobei die Komponente, deren elektrisches Feld in der durch den zerstreuten Strahl und das elektrische Feld der einfallenden Welle gehenden Ebene liegt, durch die Formel (10) bestimmt wird; die andere Komponente aber durch die Formel (9). (Zweite Regel.)

Addieren wir aus den Formeln (6), (7), (8) alle i_z' einerseits und alle i_t' andererseits, so erhalten wir für die Intensitäten des zerstreuten Lichtes I_z' und I_t', wenn man die Intensität des einfallenden Lichtes $I_x + I_y$ durch I_0 bezeichnet, folgende Ausdrücke

$$I_z' = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2-1)^2}{L r^2 \lambda^4 (6-7a)}, \quad (11)$$

$$I_t' = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2-1)^2}{L r^2 \lambda^4 (6-7a)} (a \sin^2\varphi + \cos^2\varphi). \quad (12)$$

Für die Polarisationsgröße des zerstreuten Lichtes erhalten wir

$$p = \frac{1-a}{1+a+2\operatorname{ctg}^2\varphi}. \quad (13)$$

Wir wollen aus den Formeln (11) und (12) noch eine weitere Formel ableiten. Indem wir I_z' und I_t' addieren, erhalten wir folgenden Ausdruck für die Intensität des Lichtes, welches durch die Volumeneinheit mit anisotropen Gasmolekülen in der mit dem einfallenden Licht den Winkel φ bildenden Richtung zerstreut wird:

$$I = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2-1)^2}{L r^2 \lambda^4 (6-7a)} (1 + \cos^2\varphi + a \sin^2\varphi). \quad (14)$$

Daraus erhalten wir für die relative Menge der Energie, welche durch die Volumeneinheit nach allen Richtungen zerstreut wird, d. h. für den Extinktionskoeffizienten des Lichtes in dem gegebenen Gase, folgenden Ausdruck:

$$\varkappa = \frac{8\pi^3 (n^2-1)^2 (2+a)}{L \lambda^4 (6-7a)}. \quad (15)$$

§ 4. Die Theorie der Himmelspolarisation.

Betrachten wir die Theorie der Himmelspolarisation, welche von der Lichtdiffusion durch die anisotropen Luftmoleküle ausgeht und die primäre wie die sekundäre Diffusion in Betracht zieht. Wir begnügen uns dabei mit der Ausführung des Ausdruckes für die Polarisationsgröße des Zenits bei Sonnenhöhe 0^0. Wir nehmen diesen Fall nicht nur wegen seiner relativen Einfachheit, sondern auch aus folgendem Grunde. Einer der Faktoren, welche die Größe der Himmelspolarisation bedingen, ist die Zerstreuung des Lichtes, welches von der Erdoberfläche reflektiert wird, durch die Atmosphäre. Dieser Faktor macht sich am wenigsten bemerkbar bei Sonnenhöhe 0^0, wenn man die Sonnenhöhe über den Horizont nimmt. Ohne das von der Erdoberfläche reflektierte Licht zu berücksichtigen, werden wir daher die Sonnenhöhe 0^0 wählen.

Nehmen wir den Punkt O über der Erdoberfläche, welcher im Mittelpunkt der Volumeneinheit, die L-Molekülen enthält, sich befindet. Sei in diesem Punkte der Anfang des Koordinatensystems gesetzt, dessen Z-Achse auf den Zenit und X-Achse auf die am Horizonte stehende Sonne gerichtet werden. Nehmen wir weiter einen anderen Punkt O', dessen Lage durch folgende Koordinaten bestimmt wird: Den Abstand $OO' = r'$, die Zenitdistanz ζ und das Azimut ψ (siehe Fig. 2). Wollen wir einstweilen nach Ahlgrimm statt der Winkel ζ und ψ, die Winkel ε und η einführen, wobei ε der Winkel der Neigung der Ebene $O'OX$ gegen die Ebene XOY und η der Winkel zwischen den Richtungen OO' und OX sind. Betrachten wir das Licht, welches durch die um den Punkt O liegende Raumeinheit zerstreut wird.

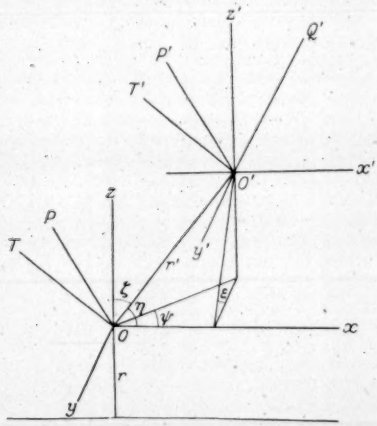


Fig. 2.

Die Intensitäten des Lichtes, welches einmal durch diese Volumeneinheit der Luft zerstreut wird und den den Zenit anvisierenden Beobachter erreicht, werden nach (11) und (12) die folgenden sein:

$$I_x' = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2-1)^2 a}{L r^2 \lambda^4 (6-7a)}, \qquad (16)$$

$$I_y' = I_0 \frac{3\pi^2 (n^2-1)^2}{L r^2 \lambda^4 (6-7a)}. \qquad (17)$$

Gehen wir jetzt zur Berechnung des Lichtes, welches durch die Volumeneinheit einmal in O' zerstreut und in O der sekundären Zerstreuung ausgesetzt wird, über; bei dieser Berechnung aber wollen wir die Schwächung des Lichtes in der Atmosphäre nicht berücksichtigen.

Die Amplituden des elektrischen Feldes der auf O' fallenden unpolarisierten Welle wollen wir durch E_p und E_q bezeichnen: E_p ist eine Komponente nach der Richtung $P'O'$, welche zur OO' perpendikulär ist und in der Ebene $Y'O'Z'$ liegt; E_q ist die Komponente nach der Richtung $O'Q'$, welche in der Ebene $Y'O'Z'$ liegt und zu $O'P'$ senkrecht ist. Für die Intensitäten des Lichtes, welches in der Richtung $O'O$ durch die Volumeneinheit in O' zerstreut wird, bekommen wir nach der Regel § 3

$$I_p' = I_0 \frac{3\pi^2 (n'^2-1)^2}{L' r'^2 \lambda^4 (6-7a)} = I_0 R',$$

$$I_t' = I_0 \frac{3\pi^2 (n'^2-1)^2 (a \sin^2\eta_1 + \cos^2\eta_1)}{L' r'^2 \lambda^4 (6-7a)} = I_0 R' (a \sin^2\eta_1 + \cos^2\eta_1),$$

wo I_p' die Intensität mit elektrischen Schwingungen nach $O'P'$, I_t' nach $O\,T'$ ist, wobei $O'T'$ perpendikulär zu $O'P'$ und OO' ist; es wird dabei angenommen, daß a für alle Punkte der Atmosphäre gleich ist.

Wollen wir jetzt mit Hilfe der Regeln von § 3 die Intensitäten des zweifach durch die Volumeneinheit um O in der Richtung OB zerstreuten Lichtes berechnen. Die Intensität I_p' gibt

$$i_x'' = I_p' R a$$
$$i_y'' = I_p' R [a(\cos^2\varepsilon - \sin^2\varepsilon) + 2\sin^2\varepsilon].$$

Indem wir zur Berechnung der Wirkung der Intensität I_t' übergehen, wollen wir E_t' (die Amplitude des elektrischen Feldes der Komponente I_t') in die Komponenten E_q' und E_x' nach den Richtungen entsprechend OQ und OX (wobei $OQ \parallel O'Q'$) zerlegen.

Wenn wir dann die Intensitäten

$$I_x' = I_t' \sin^2\eta$$
$$I_\eta' = I_t' \cos^2\eta$$

einführen, haben wir als die Folge der Wirkung der Komponente I_t' folgende Intensitäten des zweifach zerstreuten Lichtes

$$i_x'' = I_x' R(2-a) + I_\eta' R a,$$
$$i_y'' = I_x R + I_\eta' R[a(\sin^2\varepsilon - \cos^2\varepsilon) + 2\cos^2\varepsilon].$$

Wir haben also folgende Ausdrücke für die Intensitäten des zweimal durch das Volumen O zerstreuten und vom Volumen O' ausgehenden Lichtes:

$$I_x'' = \Sigma i_x'' = I_0 R R' [2\cos^2\eta \sin^2\eta + a(1+\cos^4\eta + 2\sin^4\eta - \sin^2\eta\cos^2\eta) + a^2(\cos^2\eta \sin^2\eta - \sin^4\eta)]$$

$$I_y'' = \Sigma i_y'' = I_0 R R' [2\sin^2\varepsilon + 2\cos^4\eta\cos^2\varepsilon + a(\cos^2\varepsilon - \sin^2\varepsilon + \cos^4\eta\sin^2\varepsilon + 2\sin^2\eta\cos^2\eta\cos^2\varepsilon - \cos^4\eta\cos^2\varepsilon + \cos^2\eta\sin^2\eta) + a^2(\sin^2\eta\cos^2\eta\sin^2\varepsilon - \sin^2\eta\cos^2\eta\cos^2\varepsilon + \sin^4\eta)].$$

Führen wir ein, wie das auch Ahlgrimm macht, statt der Winkel η und ε die Winkel ζ und ψ bei Benutzung der Beziehungen

$$\cos\eta = \sin\zeta\cos\psi$$
$$\sin\eta\cos\varepsilon = \sin\zeta\sin\psi$$
$$\sin\eta\sin\varepsilon = \cos\zeta.$$

Dann haben wir

$$I_x' = I_0 R R'[2(\sin^2\zeta\cos^2\psi - \sin^4\zeta\cos^4\psi) + a(3 - 5\sin^2\zeta\cos^2\psi + 4\sin^4\zeta\cos^4\psi) + a^2(-1 + 3\sin^2\zeta\cos^2\psi - 2\sin^4\zeta\cos^4\psi)].$$

$$I_y' = I_0 R R'[2(1 - \sin^2\zeta\sin^2\psi - \sin^4\zeta\sin^2\psi\cos^2\psi) + a(-1 + \sin^2\zeta + \sin^2\zeta\sin^2\psi + 4\sin^4\zeta\sin^2\psi\cos^2\psi) + a^2(1 - \sin^2\zeta\cos^2\psi - 2\sin^4\zeta\sin^2\psi\cos^2\psi)].$$

Wenn wir weiter zur Berechnung der durch die ganze Atmosphäre bedingten I_x'' und I_y'' übergehen, haben wir

$$I_x'' = I_0 R \int\int\int R'[\quad]r'^2\sin^2\zeta\, dr'\, d\zeta\, d\psi$$

$$I_y'' = I_0 R \int\int\int R'[\quad]r'^2\sin^2\zeta\, dr'\, d\zeta\, d\psi.$$

Indem wir dann nach ψ von 0 bis 2π integrieren und bemerken, daß R' von ψ unabhängig ist, bekommen wir, bei Einführung $P' = R' r'^2$,

$$I_x'' = 2\pi I_0 R \int\int P'\Big[\sin^2\zeta - \frac{3}{4}\sin^6\zeta + \frac{a}{2}(6\sin\zeta - 5\sin^3\zeta + 3\sin^5\zeta) + \frac{a^2}{2}\Big(-2\sin\zeta + 3\sin^3\zeta - \frac{3}{2}\sin^5\zeta\Big)\Big] dr'\, d\zeta \qquad (18)$$

$$I_y'' = 2\pi I_0 R \int\int P'\Big[2\sin\zeta - \sin^3\zeta - \frac{1}{4}\sin^5\zeta + \frac{a}{2}(-2\sin\zeta + 3\sin^3\zeta + \sin^5\zeta) + \frac{a^2}{2}\Big(2\sin\zeta - \sin^3\zeta - \frac{1}{2}\sin^5\zeta\Big)\Big] dr'\, d\zeta \qquad (19)$$

Beschränken wir uns, wie das auch Ahlgrimm macht, auf so kleine Werte r, daß die Integration nach ζ in den Grenzen von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ auszuführen möglich wäre, wenn freilich der Punkt 0 über dem Plateau, nicht über dem Berggipfel liegt. Weiter

$$\int_{r'=0}^{\text{Grenze der Atm.}} P'\, dr' = \int \frac{3(n'^2-1)^2}{L'\lambda^4(6-7a)}\, dr' = \frac{3\pi^2(n_0^2-1)^2}{L_0\lambda^4(6-7a)} h m_\zeta \frac{H}{H_0},$$

wo n_0 und L_0 die Werte von n und L bei normalen Temperatur- und Druckbedingungen sind, h — die Höhe der homogenen Atmosphäre, m_ζ die Zahl der Atmosphären, welche der Zenitdistanz ζ entspricht ($m_\zeta = 1$ bei $\zeta = 0$ und normalem Atmosphärendruck), H atmosphärischer Druck im Punkte O, H_0 der normale atmosphärische Druck (760 mm).

Die Formeln (18) und (19) nehmen folgendes Aussehen an:

$$I_x'' = I_0 \frac{18\pi^5(n_0^2-1)^2(n^2-1)^2 h H}{L_0 L r^2 \lambda^8 (6-7a) H_0}\Big[B - \frac{3}{4}C + \frac{a}{2}(6A - 5B + 3C) + \frac{a^2}{2}\Big(-2A + 3B - \frac{3}{2}C\Big)\Big], \qquad (20)$$

$$I_y'' = I_0 \frac{18\pi^5(n_0^2-1)^2(n^2-1)^2 h H}{L_0 L r^2 \lambda^8 (6-7a) H_0}\Big[2A - B - \frac{1}{4}C + \frac{a}{2}(-2A + 3B + C) + \frac{a^2}{2}\Big(2A - B - \frac{1}{2}C\Big)\Big], \qquad (21)$$

wo

$$A = \int_0^{\frac{\pi}{2}} m_\zeta \sin\zeta\, d\zeta, \quad B = \int_0^{\frac{\pi}{2}} m_\zeta \sin^3\zeta\, d\zeta,$$

$$C = \int_0^{\frac{\pi}{2}} m_\zeta \sin^5\zeta\, d\zeta$$

sind.

Nehmen wir Werte m_ζ, z. B. aus der Tabelle Bemporads[1]). Dann finden wir durch mechanische Quadratur folgende Werte:

$$A = 2{,}611, \quad B = 2.278, \quad C = 2{,}117.$$

Die Formeln (20) und (21) bekommen dann folgendes Aussehen:

1) Pernter-Exner, Meteorologische Optik, 2. Aufl., 1922, S. 740. Winckelmann, Handbuch der Physik, VI. Bd., 1906, S. 551.

$$I'_x = I_0 \left| \frac{18\pi^5(n_0^2-1)^2(n^2-1)^2 hH}{L_0 L r^2 \lambda^8 (6-7a) H_0} \right| \cdot (0{,}690 + 5{,}314a - 0{,}782a^2), \quad (22)$$

$$I''_y = I_0 \left| \frac{18\pi^5(n_0^2-1)^2(n^2-1)^2 hH}{L_0 L r^2 \lambda^8 (6-7a) H_0} \right| \cdot (2{,}415 + 1{,}865a + 0{,}943a^2). \quad (23)$$

Für die Polarisationsgröße

$$p = \frac{I'_y + I''_y - I'_x - I''_x}{I'_y + I''_y + I'_x + I''_x},$$

bekommen wir, indem wir die Formeln (16), (17), (22) und (23) benutzen

$$p = \frac{6 - 13a + 7a^2 + \dfrac{6\pi^3(n_0^2-1)^2 hH}{\lambda^4 L_0 H_0}(1{,}725 - 3{,}449a + 1{,}725a^2)}{6 - a - 7a^2 + \dfrac{6\pi^3(n_0^2-1)^2 hH}{\lambda^4 L_0 H_0}(3{,}105 + 7{,}179a + 0{,}161a^2)}. \quad (24)$$

Das ist die Endformel für die Polarisationsgröße des Himmelslichtes, welche bei Berücksichtigung der Anisotropie der zerstreuenden Moleküle und der sekundären Diffusion und bei einer Reihe von Annahmen gewonnen wird.

§ 5. Eine Bestätigung der eben dargestellten Theorie.

Wir wollen eine Bestätigung der eben gegebenen Theorie betrachten und zwar ihre Anwendung zur Erklärung der Dispersion der Himmelspolarisation (d. h. der Abhängigkeit der Polarisationsgröße von der Wellenlänge) bei der reinsten Atmosphäre.

Wenn wir in der Formel (24)

$a = 0{,}044$ (Mittelwert von Messungen, welche von Rayleigh, Cabannes, Ranan und Rao ausgeführt worden),

$n_0^2 = 1{,}000\,590$[1]),

$h = 7{,}991 \cdot 10^5$,

$L_0 = 2{,}705 \cdot 10^{19}$ (Millikan),

$H = H_0$

setzen, so bekommen wir

$$p = \frac{5{,}442 + 3{,}015 \cdot 10^{-18}\lambda^{-4}}{5{,}942 + 6{,}545 \cdot 10^{-18}\lambda^{-4}}. \quad (25)$$

Vergleichen wir die erhaltene Formel mit den Resultaten der Messungen der Himmelspolarisation. Im Jahre 1925 beobachtete ich auf Ai-Petri folgende höchste Werte der Polarisationsgröße:

Tabelle I.

Farbe	rot	grün	blau	unzerlegtes Himmelslicht
Wellenlänge . .	$679\mu\mu$	$529\mu\mu$	$436\mu\mu$	—
Zeitpolarisation b. Sonnenhöhe 0°	861	838	807	838

1) Winckelmann, Handbuch der Physik, Bd. VI, S. 1172.

Die nach der Formel (25) für die angegebenen Wellenlängen berechneten Polarisationswerte sind folgende: rot 893, grün 860, blau 810. Für die passende Vergleichung der Resultate von Beobachtung und Theorie führen wir hier (Tab. II) dieselben Polarisationswerte an, wobei wir die Polarisation im Rot gleich 100 annehmen.

Tabelle II.

	Polarisation		
	in Rot	in Grün	in Blau
Beobachtete	100,0	97,3	93,7
Berechnete	100,0	96,2	90,6

Die Formel (24), welche die Erklärung der Dispersion der Himmelspolarisation in sich enthält, stimmt genügend mit den Resultaten der Beobachtungen überein. Zugleich wird die vorher vom Verfasser aufgestellte Annahme[1]) bestätigt, daß die Dispersion der Himmelspolarisation bei der reinsten Atmosphäre hauptsächlich der sekundären Diffusion zu verdanken ist. Die Divergenz zwischen den beobachteten und berechneten Werten der Tab. II kann vollkommen durch die bei der Beobachtung vorhandene Unreinigkeit der Atmosphäre erklärt werden; die Anwesenheit nämlich der fremden großen Partikeln in der Atmosphäre bewirkt die Dispersion der Polarisation in entgegengesetztem Sinne (Abnahme der Polarisation mit Zunahme der Wellenlänge), wie die sekundäre Diffusion.

Was die Polarisationsgröße des unzerlegten Himmelslichtes anbetrifft, so fällt sie annähernd mit der Polarisationsgröße der Wellenlänge $529\mu\mu$ zusammen. Man kann also für den theoretischen Wert der Polarisation des unzerlegten Himmelslichtes den Wert 860 annehmen, wenn man $a = 0{,}044$ setzt.

Bemerken wir unterdessen, daß die Formel (24) die Loschmidtsche Zahl zu bestimmen

1) I. I. Tichanowsky, Meteor. Zeitschr. **43**, 288, 1926.

erlaubt: bei $a = 0{,}044$ und $p = 0{,}856$ gibt sie für L_0 den Wert $2{,}51 \cdot 10^{19}$, d. h. eine Zahl, welche mit den mittels anderer Methoden gewonnenen Werten ziemlich übereinstimmt.

§ 7. Optischer Koeffizient der Anisotropie der Luftmoleküle.

Wenn man in der Formel (24) $p = 0{,}856$ setzt und die am Anfang des § 5 angegebenen Werte der n_0^2, h, L_0, H_0 annimmt, so gibt diese Formel für den optischen Koeffizienten der Anisotropie der Luftmoleküle folgenden Wert:

$$a = 0{,}046.$$

Das stimmt ganz gut mit dem Werte 0,044 überein, welcher einen Durchschnittswert der Laboratoriumsmessungen darstellt.

Man muß aber folgende Umstände verzeichnen.

Erstens ist die Zahl 856 kein genügend genauer Wert der Himmelspolarisation bei absolut reiner Atmosphäre. Es ist notwendig, über eine größere Anzahl der Beobachtungen zu verfügen, als ich für meine Schlüsse verfügte. Es wäre sehr wichtig, parallele Messungen der Polarisation und des Durchsichtigkeitskoeffizienten auszuführen und nach der Feststellung des Zusammenhanges zwischen diesen zwei Größen den Polarisationswert für absolut reine Atmosphäre bei Extrapolation zu gewinnen. Es wäre auch sehr wichtig, in der Formel (2) für Wasser und Staub p' zu bestimmen, wobei eine Möglichkeit sich bietet, den optischen Koeffizienten der Anisotropie der Wassermoleküle zu bestimmen.

Zweitens ist der Wert $a = 0{,}046$ mittels Formel (24) gewonnen, indem man in ihr $H = H_0$ setzt, d. h. indem man annimmt, daß die Beobachtungsstelle im Meeresniveau sich befindet. Für Ai-Petri, welcher die Höhe 1200 m hat, konnte man freilich H dem H_0 nicht gleich setzen. Andererseits aber, da Ai-Petri ein Gebirgsrücken und kein Plateau von größerer Ausdehnung ist, konnte man nach ζ von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ nicht integrieren. Da beide Umstände in entgegengesetztem Sinne auf p einwirken, so kann man grob annähernd sie vernachlässigen.

Drittens erscheint die in § 4 gegebene Theorie nicht ganz vollkommen und bedarf einer weiteren Vervollkommnung im Sinne z. B. ihrer Befreiung von den bei ihrer Entwickelung gemachten Annahmen und Beschränkungen.

Endlich wollen wir noch bemerken, daß a mittels Formel (15) aus den Messungen der atmosphärischen Schwächung des Lichtes berechnet werden kann.

Zusammenfassung.

1. Der optische Koeffizient der Anisotropie der Luftmoleküle, d. h. das Verhältnis der Komponente des senkrecht zerstreuten Lichtes, welche zur Visierebene senkrecht polarisiert ist, zu der in der Visierebene polarisierten Komponente, kann außer durch Laboratorienmessungen auch aus den Messungen in der Atmosphäre und zwar aus den Messungen der Himmelspolarisation gewonnen werden.

2. Auf Ai-Petri wurde aus gleichzeitigen Messungen der Polarisation im Zenit bei Sonnenhöhe 0^0, der Anzahl der Stäubchen und der absoluten Feuchtigkeit mittels Extrapolation der Wert der Himmelspolarisation für die absolut reine Atmosphäre, gewonnen: er beträgt 856 Promille.

3. Indem man die Cabannessche Theorie verallgemeinert, bekommt man die Ausdrücke (11) und (12) für die Intensitäten der in beliebiger Richtung durch die Volumeneinheit des Gases mit anisotropen Molekülen zerstreuten Lichtes und zugleich erhält man Ausdrücke für die Polarisationsgröße (13), für die allgemeine Intensität (14) und für den Koeffizienten der Extinktion (15).

4. Aus der Betrachtung der primären und sekundären Diffusion durch die anisotropen Gasmoleküle ist der Ausdruck (24) für die Größe der Lichtpolarisation, welche durch die Luft nahe an der Erdoberfläche zerstreut wird, abgeleitet worden.

5. Die auf solche Weise gewonnene Theorie der Himmelspolarisation gibt die quantitative Erklärung der Dispersion der Himmelspolarisation; sie erlaubt auch aus den Polarisationsmessungen die Loschmidtsche Zahl zu berechnen, wobei der Wert $2{,}51 \cdot 10^{19}$ erhalten wird.

6. Wenn man für die Größe der Himmelspolarisation der absolut reinen Atmosphäre die Zahl 856 annimmt, so gibt die Formel (24) für den optischen Koeffizienten der Anisotropie der Luftmoleküle den Wert 0,046, welcher mit den Ergebnissen der Laboratoriumsmessungen völlig zusammenstimmt.

Anmerkung bei der Korrektur.

Die Formel (9) und (10) und auch die Formeln für $I'_x = \Sigma i'_x$, $I''_y = \Sigma i''_y$ in § 4 wurden erhalten mittels der Addition der Intensitäten, welche durch die kohärenten Felder E_s und E_t bewirkt wurden, was sonst nicht zulässig ist. Im gegebenen Falle aber kommt die Addition der Amplituden der Addition der Intensitäten gleich, was folgenderweise bewiesen werden kann.

Bezeichnen wir die Komponenten des elektrischen Momentes (q) der einen Molekel, welches durch das Feld E_y hervorgerufen wurde, durch q_x, q_y, q_z. Dann werden die Intensitäten des Lichtes, welches in der Richtung OS (Fig. 1) durch eine Molekel zerstreut wird, den q_z^2 und q_ℓ^2, wo q_ℓ die Projektion q auf die Richtung OT ist, proportional sein. Die Intensitäten des durch die Volumeneinheit zerstreuten Lichtes werden den $\overline{q_z^2}$ und $\overline{q_\ell^2}$, d. h. Mittelquadraten q_z und q_ℓ, proportional sein. Dabei nach (5)

$$\overline{q_z^2} = A E_y^2 a, \qquad (9')$$

wo A ein eventuell von E_y unabhängiger Koeffizient ist.

Weiter ist

$$\overline{q_\ell^2} = \overline{q_x^2} \sin^2\varphi + \overline{q_y^2} \cos^2\varphi + 2\overline{q_x q_y} \sin\varphi \cos\varphi.$$

Aber nach (4) und (5)

$$\overline{q_x^2} = A E_y^2 a, \quad \overline{q_y^2} = A E_y^2 (2 - a);$$

außerdem

$$\overline{q_x q_y} = 0.$$

Folglich

$$\overline{q_\ell^2} = A E_y^2 [a \sin^2\varphi + (2 - a)\cos^2\varphi]. \qquad (10')$$

Die Formeln (9') und (10') sind den (9) und (10) gleich; diese letzteren aber sind mittels der Zerlegung von E_y in E_z und E_ℓ und durch die Addition der Intensitäten des zerstreuten Lichtes, welches durch jede der Komponente E_z und E_ℓ im besonderen hervorgerufen wird, erhalten worden.

Simferopol, Pädagogisches Institut, 7. Dezember 1926.

(Eingegangen 15. Dezember 1926.)

Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom.

Von H. Benndorf.

(Mitteilung aus dem Physikal. Institut der Universität Graz, Nr. 51.)

In einer jüngst in dieser Zeitschrift[1]) unter demselben Titel erschienenen Abhandlung macht A. Wigand den Versuch, die Aufrechterhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom zu erklären. Auf den ersten Blick mag dieser Versuch etwas Bestechendes haben, besonders wenn man die merkwürdige Übereinstimmung der Größenordnung des vertikalen Leitungsstromes mit der des Blitzstromes ins Auge faßt. Ich glaube jedoch, daß der vorgeschlagenen Erklärungsweise sehr schwerwiegende Bedenken entgegenstehen, die ich im folgenden ausführen möchte.

Überlegen wir uns zunächst, wie die Potentialdifferenzen entstehen, die den Blitz hervorrufen. Ein aufsteigender Luftstrom führt Wassertropfen mit, die bei genügender Stärke und Turbulenz des Luftstromes zerstieben und dabei elektrisiert werden. Der Wasserstaub wird negativ, die größeren Tröpfchen positiv geladen. Werden diese Ladungen genügend weit voneinander getrennt, sei es, daß die Ladung eines Vorzeichens mit dem Regen zur Erde gelangt, sei es, daß der negativ geladene Wasserstaub durch horizontale Luftströmungen entfernt wird, dann können so intensive Felder entstehen, daß es zu Blitzen kommt. Ist das Gewitter vorbei, dann müssen diese Ladungen verschwunden sein. Auf welche Arten können sich nun diese Ladungen ausgleichen?

1. Ein Teil wird sich in der Luft ausgleichen, durch Leitung, durch disruptive Entladung, kurz Blitze genannt, zwischen den verschiedenen geladenen Wolkenteilen und durch Zusammenfließen entgegengesetzt geladener Wassertröpfchen.

2. Ein Teil der positiven Wolkenladung und ein Teil der negativen Wolkenladung kann durch Blitze und den vertikalen Leitungsstrom nach oben in die höheren, gut leitenden Luftschichten abgeführt werden.

3. Was dann noch an Wolkenladung zurückbleibt, muß durch Niederschläge, den Leitungsstrom und Blitze zur Erde gelangen.

Ist E die Gesamtladung eines Vorzeichens, die bei der Gewitterbildung entsteht, e der Teil der Ladung, der sich zwischen den verschieden geladenen Wolkenteilen ausgleicht, e_p, e_n der Teil der positiven bzw. negativen Gewitterelektrizität, der durch Leitung und Blitze nach oben neutralisiert wird, dann verbleibt für den Ausgleich mit der Erde $E - e - e_p$ an positiver und $E - e - e_n$ an negativer Ladung. Ist schließlich der Ausgleich mit der Erde vollzogen, dann ist dieser der Betrag $(E - e - e_n) - (E - e - e_p) = e_p - e_n$ an negativer Elektrizität zugeführt worden.

Die Bedingung dafür, daß der Erde in Summe negative Ladung zugeführt werden kann, ist daher, daß $e_p > e_n$ ist, dafür daß diese Zufuhr zur Aufrechterhaltung der Erdladung ausreicht, daß $e_p - e_n$ (auf der ganzen Erde) dauernd 1400 C/sec beträgt. Um also die Gewitterbildung zur Erklärung der Aufrechterhaltung der Erd-

1) Physik. Zeitschr. **28**, 65, 1927.

ladung heranziehen zu können, müßte nachgewiesen werden, daß aus den Gewitterwolken in Summa 1400 C/sec positiver Elektrizität nach oben abgeführt werden, denn dann könnte man schließen, ergo muß auch ein Elektrizitätsaustausch zwischen Wolken und Erde von der gewünschten Größe vorhanden sein; oder aber man weist direkt nach, daß zwischen Wolken und Erde im Durchschnitt ein Strom von 1400 A nach oben fließt. Zu diesem Nachweis wäre aber nicht nur Berücksichtigung des Blitzstromes, sondern auch des Niederschlags- und Leitungsstromes erforderlich; der Blitzstrom allein genügt nicht, zumal es doch sehr naheliegend ist anzunehmen, daß er im wesentlichen eine Kompensation des Niederschlagsstromes darstellt.

Wigand meint zwar, daß die durch die Niederschläge herabgeführte Elektrizitätsmenge von einer ganz anderen, kleineren Größenordnung sei; ich bin nicht dieser Ansicht und will dies durch folgende Überschlagsrechnung begründen. Aus Hann-Süring Meteorologie 4. Aufl., S. 373 entnehme ich die jährliche Niederschlagsmenge auf der ganzen Erde; sie beträgt $379000\ km^3 = 3{,}8 \cdot 10^{20}\ cm^3$; als spezifische Ladung des Niederschlages nehme ich den üblichen Wert von $+0{,}5$ Ces/g; da das Jahr $31{,}6 \cdot 10^6$ sec hat, berechnet sich die Intensität des Niederschlagsstromes zu $J = 3{,}8 \cdot 10^{20} \cdot 0{,}5/31{,}6 \cdot 10^6 = 0{,}60 \cdot 10^{13}$ Aes $=$ 2000 A. Dieser Wert ist vermutlich zu niedrig, da der Wert 0,5 Ces/g für die spezifische Niederschlagsladung ein im wesentlichen aus Messungen in unseren Breiten gewonnener Mittelwert ist. Die tropischen Gewitterregen ergeben einen viel höheren Mittelwert für die spezifische Ladung; da nun der Anteil der tropischen Gewitterregen an der gesamten Regenmenge ein sehr erheblicher ist, allein zwischen 10^0N und 10^0S fallen etwa $100000\ km^2$ Regen, wird auch die mitlere spezifische Ladung höher als 0,5 Ces/g sein. Wie dem auch immer sein möge, jedenfalls ergibt obige Überschlagsrechnung, daß der Niederschlagsstrom von derselben Größenordnung ist wie der Blitzstrom, vermutlich sogar noch größer. Daraus ist zu schließen, daß der Blitzstrom nur eine teilweise Kompensation des Niederschlagskonvektionsstromes bewirkt und es ist zu vermuten, daß der restliche Betrag der Niederschlagselektrizität durch den Leitungsstrom Erde—Wolke kompensiert wird. Ist diese Annahme richtig, dann würde folgen, daß $e_p = e_n$ ist, d. h., daß im Durchschnitt gleich viel positive und negative Elektrizität von den Wolken in die höheren Schichten der Atmosphäre abfließt.

Ich komme daher zu folgendem Resultate: Aus der Tatsache allein, daß mehr Blitze Erde—Wolke als umgekehrt stattfinden, läßt sich die Aufrechterhaltung der Erdladung nicht erklären; diese Blitze kompensieren vermutlich nur einen Teil des Überschusses an positiver Elektrizität, der durch die Niederschläge zur Erde gebracht wird. Die Aufrechterhaltung der Erdladung könnte durch Blitze nur dann erklärt werden, wenn entweder nachgewiesen wird, daß der Blitzstrom und Leitungsstrom Erde—Wolke den Niederschlagskonvektionsstrom um 1400 A übersteigt oder aber gezeigt wird, daß dauernd ein Strom von 1400 A aus den Wolken der Gewittergebiete zu den höheren, sehr gut leitenden Schichten der Atmosphäre abfließt, woraus dann folgen würde, daß auch ein entsprechender Strom Erde—Wolke vorhanden sein muß.

Graz, 25. Februar 1927.

(Eingegangen 28. Februar 1927.)

Erdladung, Blitzstrom und Niederschlagsstrom.

Von A. Wigand.

Die Bemerkungen der Herren H. Maurer[1]) und H. Benndorf[2]) zu meiner Studie[3]) über die Frage der Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom geben mir willkommenen Anlaß, meine Ausführungen zu ergänzen.

Ähnliche Berechnungen wie die meinigen sind auch von Herrn R. Seeliger (Greifswald), wie er mir mitteilte, ausgeführt, jedoch wegen entgegenstehender Bedenken nicht veröffentlicht worden. Solche Bedenken habe auch ich nicht verschwiegen, ja sogar betont; und ich bin weit davon entfernt, nun etwa das Problem der Erhaltung der Erdladung als durch den Blitzstrom gelöst anzusehen. Es kam mir vielmehr auf zweierlei an: erstens zu zeigen, daß hier die ernsthafte Möglichkeit eines Weges zur Lösung vorliegt, einfacher und näher liegend als die sonst versuchten Wege; zweitens anzuregen zur Schaffung besserer Beoachtungsunterlagen, da es noch an mehreren wesentlichen Stellen der Beweisführung an den erforderlichen Beobachtungsdaten fehlt.

Die früheren Maurerschen Mitteilungen über Beobachtungen der Blitzstromrichtung über See waren mir leider entgangen. Nach den etwa 10 Fällen von Blitzschlägen auf Schiffe, die sämtlich einen von der Wolke zur Erde

1) H. Maurer, Physik. Zeitschr. **28**, 211, 1927.
2) Vgl. vorstehende Abhandlung.
3) A. Wigand, Physik. Zeitschr. **28**, 65, 1927.

gerichteten Blitzstrom ergaben, vermutet Herr Maurer, daß diese Stromrichtung über See die Regel sei, im Gegensatz zu dem über Land durch weit über 1000 Messungen festgestellten Befund, daß die Blitzstromrichtung Erde—Wolke überwiegt. Ich habe keinen Grund, die Maurerschen Feststellungen anzuzweifeln oder ihr Ergebnis als unwahrscheinlich hinzustellen, möchte jedoch bemerken, daß die Stromrichtung bei den Schiffseinschlägen nur so ermittelt werden konnte, indem zwar plausible, jedoch in mehreren Fällen unsichere und nicht mehr nachprüfbare Annahmen über die Lage des Kompasses zur Einschlagstelle des Blitzes gemacht wurden. Auf andere Unsicherheiten solcher Bestimmungen der Blitzstromrichtung über See hat auch Herr Maurer in seinen Mitteilungen in den Annalen der Hydrographie schon hingewiesen.

Sollte es sich im Sinne der Maurerschen Regel bei weiteren Beobachtungen bestätigen, daß über See die Blitzstromrichtung Wolke—Erde überwiegt, so ist zur Beurteilung der Stromrichtung der Gesamtheit der Blitze zwischen Wolke und Erde zu beachten, daß nach der Brooksschen Gewitterstatistik die Gesamtzahl der Gewitter über Land und Küstengewässern $2^1/_2$mal so groß ist wie über See, trotz der viel größeren Ausdehnung der Meere. —

Zu den von Herrn Benndorf geäußerten Bedenken möchte ich folgendes sagen:

1. Die aus der Wolke nach oben gehenden Blitze müssen einen Teil der Wolkenladung zu den höheren Luftschichten abführen. Wie schon in meiner Studie bemerkt, vermute ich, daß im wesentlichen diese Blitze in die oberen Luftschichten diejenige positive Ladung abführen, die der negativen Überschußladung der nach unten zur Erde gehenden Blitze entspricht. Wir wollen hoffen, daß uns Beobachtungen auf Hochgebirgsobservatorien bald brauchbare Angaben liefern werden über die Häufigkeit sowie (durch Messung schneller Feldänderungen und Feststellung der Entladungsform) auch über die Stromrichtung dieser von der Wolke nach oben gehenden Blitze.

2. Über die Größe des im Gewitterfeld gestörten vertikalen Leitungsstromes von der Wolke nach unten und nach oben schon heute etwas auszusagen, lehnte ich bereits in meiner Studie ab, da ich das für verfrüht halte; der Anlauf von C. T. R. Wilson in dieser Richtung ist nicht ermutigend. Vielleicht wird man aber bald schon die neuesten Gewitterfeldmessungen von Norinder und Matthias (Berlin) zu einer Orientierung über diese Frage benutzen können.

3. Meine Bemerkung, der positive Überschuß der Niederschlagsladung der Gewitter scheine von einer geringeren Größenordnung zu sein als die zur Erde fließende negative Überschußladung der Blitze, kann ich durch folgende, auf die gesamte Niederschlagsladung der Erde ausgedehnte Berechnung belegen, deren Ergebnis (allerdings im Gegensatz zu Herrn Benndorf) meine Auffassung stützt, daß dieser Faktor für das Problem nicht ausschlaggebend sei.

Ich schicke voraus, daß mir eine solche Berechnung nach dem vorliegenden, noch spärlichen Beobachtungsmaterial recht gewagt vorkommt; und ohne Herrn Benndorfs Vorgang hätte ich nicht den Mut gefunden, sie mitzuteilen, obwohl ich mich durch die Veröffentlichung meiner Blitzstromstudie nicht gerade zaghaft gezeigt haben dürfte. Ich beschränke mich der Kürze wegen auf die Verwertung der beiden Beobachtungsreihen, die alle anderen an Umfang und Bedeutung weit überragen, nämlich der Potsdamer Messungen (Schindelhauer[1]), die einen geschlossenen dreijährigen Zeitraum umfassen und für das gemäßigte Klima als typisch angesehen werden können, sowie der Simlaer Messungen (Simpson[2]), der einzigen aus niederen Breiten; ob diese letzteren, die zwei subtropische Monsun-Regenperioden von April bis September umfassen und in 2150 m Seehöhe am Himalaja gewonnen wurden, typisch sind für den Niederschlag des ganzen Jahres im Gesamtgebiete der Subtropen und Tropen, mag dahingestellt bleiben.

Schindelhauer findet als auffallendes Merkmal der Gewitterregen in 60 Fällen, daß sich die positiven und negativen Niederschlagsladungen gegenseitig fast vollkommen kompensieren. „Die Potsdamer Messungen liefern keinen nennenswerten positiven Überschuß, wenigstens nicht in der gewitterreichen Jahreszeit.“ Zahlenmäßig ist die positive Überschußladung des gesamten auf 1 cm² Erdoberfläche gefallenen Niederschlags der drei Potsdamer Jahre, einschließlich des ungeladenen Niederschlags, der 55 Proz. des Gesamtniederschlags betrug:

4,92 elektrostat. Einh. für 171,9 g Niederschlag.

Die spezifische Überschußladung des Niederschlags ist danach im Mittel: $L = +\,0{,}0286$ elektrostat. Einh. pro g.

Da die größten, vorwiegend negativen Ladungen in Potsdam nicht mit registriert wurden, ist der positive Überschuß nach Schindelhauers Ansicht keinesfalls größer, eher kleiner als dieser Wert von L.

Simpsons positive Überschußladung des gesamten auf 1 cm² Erdoberfläche gefallenen

1) F. Schindelhauer, Abh. Preuß. Met. Inst. IV, Nr. 10, 1913; Met. Zeitschr. 33, 599, 1913.
2) G. C. Simpson, Physik. Zeitschr. 14, 1057, 1913.

Niederschlags in Simla, anscheinend ebenfalls mit Einschluß des ungeladenen Niederschlags, der $^1/_3$ des Gesamtniederschlags betrug, ist:

30,2 elektrostat. Einh. für 172,1 g Niederschlag.

Daraus folgt für die mittlere spezifische Überschußladung des Niederschlags: $L = +0{,}175$ elektrostat. Einh. pro g.

Mit dem Hann-Sueringschen Werte der gesamten jährlichen Niederschlagsmenge der Erde von $3{,}8 \cdot 10^{20}$ g wird die Intensität des gesamten positiven Niederschlagsstroms zur Erde:

$$J = L \frac{3{,}8 \cdot 10^{20}\,\text{g}}{31{,}6 \cdot 10^{6}\,\text{sec}} \quad \text{elektrostat. Einh.} \quad \text{sec}$$

$$= 115 \text{ Amp. nach Schindelhauer,}$$
$$= 700 \text{ „ „ Simpson,}$$
$$= 407 \text{ Amp. im Mittel,}$$

also nur $^1/_5$ bis $^1/_3$ des von mir zu 1200 bis 1950 Amp. berechneten gesamten negativen Blitzstroms zur Erde.

Herr Benndorf kommt zu einem fünfmal so großen positiven Niederschlagsstrom von 2000 Amp., indem er statt der von mir benutzten spezifischen positiven Überschußladung L die größere mittlere spezifische Niederschlagsladung des einzelnen Vorzeichens einsetzt und dafür den Betrag 0,5 elektrostat. Einh. pro g annimmt, welcher Zahlenwert auch nicht unerheblich über den in Potsdam (0,17) und in Simla (0,335) gefundenen Mittelwerten liegt. Die Bemerkung, die tropischen Gewitterregen gäben einen viel höheren Mittelwert für diese spezifische Ladung, findet in den Simlaer Messungen keine Stütze, denn auch hier wurde wie in Potsdam und sonst die spezifische Ladung der starken Gewitterregen wesentlich geringer gefunden als bei schwacher Regenintensität.

Ich schließe also aus den vorliegenden Messungen des Niederschlagsstroms, daß man sie nicht gegen die Möglichkeit einer Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom geltend machen kann. —

Zum Schlusse sei noch eine Bemerkung über die Entstehung des hochgespannten Gewitterfeldes gestattet. Ich teile nicht Herrn Benndorfs Ansicht, daß dieses Problem gelöst sei durch den Zerstiebungseffekt der Wassertropfen im aufsteigenden Luftstrom, was man heute nach Lenard und Simpson vielfach annimmt. Meine Ketzerei geht sogar so weit, daß ich auch die anderen, bisher ernsthaft zu dieser Frage diskutierten Hypothesen (wie die von Wilson-Gerdien, Elster-Geitel, Sohncke) als unzureichend ansehe. Die als spannungssteigernd angenommenen Prozesse aller dieser Hypothesen können gewiß grundsätzlich beim Gewitter auftreten und mögen vielleicht im Verlaufe des Gewitters eine kleinere oder größere Rolle spielen: sie kommen aber gar nicht in Betracht zur Erklärung der Hochspannung, die bereits im Vorstadium und im Anfangsstadium des Gewitters vorhanden ist. Denn schon vor der Ausbildung eines Gewitters, ehe die Kondensation beginnt oder gar Niederschläge fallen, bei „Gewitterdisposition" der Atmosphäre, kann bekanntlich das Spannungsgefälle auf ein sehr hohes Vielfaches seines ungestörten Wertes anwachsen und mit ebenso hohen Werten auch sein Vorzeichen umkehren. Ferner konnte ich bereits im Stadium des cumulus castellatus Blitz und Donner beobachten, lange bevor sich die Wolke zum cumulo-nimbus entwickelt hatte, was ich zweifelsfrei bei mehreren Ballonfahrten aus gleicher Höhe neben den oberen Teilen des cumulus castellatus festgestellt habe, mitunter sogar ohne daß sich der cumulus castellatus weiter entwickelte. Es ist wohl nicht wahrscheinlich, daß bereits im cumulus castellatus die Wolkenelemente die Größe und Fallgeschwindigkeit der Regentropfen haben können. Das Aussehen dieser Wolkenart spricht nicht dafür, und ich konnte auch, als ich gelegentlich mit dem Ballon hineingeriet, nichts Derartiges feststellen.

Ich behalte mir vor, demnächst mit näheren Angaben über die Beobachtungen auf diese Tatsachen zurückzukommen und den Versuch einer Erklärung zur Diskussion zu stellen.

Sollten nicht die beiden luftelektrischen Grundprobleme, das ungestörte normale Feld und das gewittergestörte Feld der Erde in genetischem Zusammenhang stehen?

Hohenheim-Stuttgart, Physikalisches Institut der Landw. Hochschule, 9. März 1927.

(Eingegangen 11. März 1927.)

BESPRECHUNGEN.

M. Planck, Physikalische Gesetzlichkeit im Lichte neuerer Forschung. 8°. 48 S. Leipzig, J. A. Barth. 1926. M. 1.60.

Die Broschüre behandelt in zwei Abschnitten sowohl die erkenntnistheoretischen Voraussetzungen der physikalischen Gesetzmäßigkeit, als auch die Forderungen, die der Verf. vom Standpunkt des produktiven Forschers an die Bildung der physikalischen Gesetzmäßigkeit stellt. Ein dritter Abschnitt zeigt, in welcher Weise sich die Relativitätstheorie und die Quantentheorie in den Bau der physikalischen Theorien einfügen.

I. Die physikalische, unverbrüchliche Gesetzmäßigkeit ist durchaus keine Selbstverständlichkeit, da wir aber nur unter ihrer Voraussetzung Wissenschaft treiben können, „so ist die allgemeine Naturgesetzlichkeit an die Spitze der ganzen Entwicklung zu stellen". Durch die Messung bringen wir die Erfahrung in quantitative Form und finden auf induktivem Wege das allgemeine Gesetz. Die Verbindung der einzelnen Gesetze zur umfassenden Theorie erfolgt mit Hilfe der probeweise angesetzten Arbeitshypothese. Für deren Aufstellung gibt es keine allgemeine Vorschrift, sie ist bedingt durch die durch Tatsachenkenntnis gelenkte Phantasie und die schöpferische Gestaltungskraft des Forschers. Dabei ist ein Zurückgreifen auf das unsern Sinnesempfindungen angepaßte Anschauungsvermögen heuristisch notwendig. Als logisches Argument führt aber die Anschauung leicht zu unhaltbaren Verallgemeinerungen. Daher ist bei der endgültigen Fixierung der Theorie nachträglich von den eingeführten Anschauungsvorstellungen zu abstrahieren und nur das zu belassen, was logisch notwendig mit der Messung zusammenhängt. Historische Beispiele für diese Ausführungen.

II. Den Gesetzen irreversibler Prozesse kommt infolge der Schwankungserscheinungen nur statistischer Charakter zu. Aus der Annahme, daß sich der irreversible Gesamtvorgang aus reversiblen Einzelvorgängen zusammensetzt, ergibt sich die prinzipielle Möglichkeit, die ungenaue statistische Gesetzmäßigkeit auf eine absolute dynamische zurückzuführen. Da anderseits alle Messungen mit Fehlergrenzen behaftet sind, hinter denen sich Schwankungserscheinungen verbergen können, so läßt sich empirisch nicht entscheiden, ob nicht vielleicht alle Gesetze statistischer Natur sind. Rein logisch sind beide Annahmen möglich. Aus heuristischen Gründen ist jedoch am Postulat der streng kausalen Gesetzmäßigkeit festzuhalten. — Die Frage der Willensfreiheit des Menschen wird davon nicht berührt. Die Willensmotive des Menschen sind zwar völlig durch den Zustand seiner Innenwelt bestimmt; aber es handelt sich nach Ansicht des Verfassers bei jener Frage nur darum, ob dem Betreffenden ein solcher Zusammenhang erkennbar ist, oder ob er sich frei fühlen kann.

III. Die Relativitätstheorie hat revolutionierend auf die physikalische Welt gewirkt; indessen richten sich ihre Angriffe im Grunde nur gegen gewisse anschauliche Elemente der oben geschilderten Art; sie stellt keine wesentliche Durchbrechung, sondern vielmehr die Krönung der klassischen Physik dar. — Dagegen steht die Quantentheorie noch immer im unversöhnlichen Gegensatz zur klassischen Physik, der sich am prägnantesten in den Interpretationsmöglichkeiten des Interferenzversuches und des Photoeffektes ausdrückt. Ob die Diskrepanz durch eine verfeinerte theoretische Analyse (Differenzengleichungen an Stelle von Differentialgleichungen!) oder durch das Experiment behoben werden wird, bleibt der künftigen Entwicklung überlassen.

Die interessante Broschüre ist in einem angenehmen Stil geschrieben; ihr Studium muß jedem physikalisch Interessierten aufs wärmste empfohlen werden. Insbesondere würden die darin aufgestellten Forderungen mancher physikalischen Diskussion die notwendigen theoretischen Grundlagen geben. R. Döpel.

A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums. Gr.-8°. X u. 260 S. mit 121 Fig. u. 3 Tafeln. 2. Auflage. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. A.-G. 1926.

Das Buch verfolgt das Ziel, „den Anfänger zu lehren, wie man Hochvakuumarbeiten anfaßt, und dem Fortgeschrittenen die Möglichkeit zu geben, sich für den ihm gerade vorliegenden Fall unter schon ausgearbeiteten Methoden das Geeignete auszuwählen". In der vorliegenden 2. Auflage ist aus der Erwägung heraus, daß eine vollständig erschöpfende Darstellung aller technischen Variationsmöglichkeiten einer Vakuumapparatur zu weitschweifig und unübersichtlich werden würde, die Physik des Hochvakuums in den Vordergrund gestellt worden. Dieser glückliche Griff macht das Buch gerade für alle die Physiker wertvoll, denen die Hochvakuumtechnik nicht Selbstzweck, sondern Hilfsmittel zu anderen Zwecken ist. Solche Hochvakuumphysiker neigen erfahrungsgemäß dazu, die physikalische Kontrolle der Pumpapparatur etwas in den Hintergrund treten zu lassen gegenüber der Kritik der übrigen Versuchsanordnung. Die „Physik und Technik des Hochvakuums" gibt gerade da, wo die Hochvakuumtechnik als Hilfsmittel gebraucht wird, die Möglichkeit, sich ohne zeitraubendes Studium der umfangreichen und verstreuten Originalliteratur eine Orientierung über die technischen Möglichkeiten zu verschaffen und sich vor allem mit den für die Pumptechnik wichtigen physikalischen Vorgängen so vertraut zu machen, daß auch die Pumpanlage kritisch beurteilt werden kann.

Das Buch stellt die Überlegungen und Rechnungen der kinetischen Theorie der Gase an die Spitze, die für das Verständnis der Strömungs- und Diffusionsvorgänge besonders bei niedrigen Drucken notwendig sind. Darauf folgt erst die eingehende Besprechung der einzelnen Pumpentypen, zunächst der Vorvakuumpumpen, dann der großen Zahl verschiedener Hochvakuumpumpen. Unmittelbar daran schließt sich die Besprechung derjenigen Evakuierungsmethoden, die auf Sorptionserscheinungen beruhen. Ein weiteres Kapitel befaßt sich mit den Meßmethoden des Druckes im Hochvakuumraum, wobei außer den gewöhnlichen manometrischen und einigen nur gelegentlich im Laboratorium benutzten diffizileren Methoden die elektrische Druckmessung mittels Ionisation eingehend besprochen wird. Ein letztes Kapitel enthält eine Reihe von technischen Hinweisen. Außer dem allgemeinen theoretischen Kapitel zu Anfang sind noch jeweils bei Besprechung der technischen Methoden theoretische Betrachtungen eingefügt, derart, daß überall ein wirkliches Eindringen in den physikalischen Sinn der Methoden gefördert wird. Am Schluß sind noch einige Tafeln angefügt, von denen ich besonders der letzten (Saugleistung und Strömungswiderstand von Rohrleitungen) recht eifrige Benutzung wünschen möchte.

Einzelne kleine Ungenauigkeiten und Versehen bei der Drucklegung beeinträchtigen nicht den hohen Wert

des Buches. Das von der Gaedeschen Kapselölluftpumpe bei einer Umdrehung geförderte Luftvolumen ist nicht 11 ccm, wie auf Seite 52 angegeben, sondern etwa 110 ccm. Zur rotierenden Hg-Pumpe von Gaede (S. 57) ist zu bemerken, daß es zur Beseitigung von ins Steigrohr R gelangtem Quecksilber nicht notwendig ist, das ganze Quecksilber aus der Pumpe abzulassen und die dicke Glasplatte b abzunehmen, sondern daß es bei einiger Vorsicht genügt, den Stahlbügel abzunehmen, der das Steigrohr R bei S hält. Dadurch erspart man die Lösung der großen Gummidichtung b. In Fig. 74 (S. 160, Strömungsmanometer) fehlt die Buchstabenbezeichnung, auf die in der ausführlichen Beschreibung im Text mehrfach hingewiesen wird. Auf Seite 210 wäre ein Hinweis angebracht, daß das Erhitzen des Quecksilbers „auf mindestens 150° unter ständigem Umrühren" unter dem Abzug zu geschehen hat; dadurch könnte eine akute Quecksilbervergiftung verhütet werden, die bei Außerachtlassung dieser Vorsichtsmaßregel sehr leicht auftritt. Schließlich wäre bezüglich des Kapitels über den Betrieb der Hochvakuumanlage zu wünschen, daß in der nächsten Auflage auch einige praktische Winke gegeben würden über das Verhalten bei Undichten, die ja wohl dem Vakuumphysiker die meisten schlaflosen Nächte bereiten.

F. Kirchner.

F. H. Newman, The Production and Measurement of Low Pressures. Gr.-8°. 192 S. Mit 48 Fig. u. 43 Tabellen. London, Ernest Benn Limited. 1925.

Das Buch verfolgt das gleiche Ziel wie das oben referierte deutsche Buch von A. Goetz. Es soll für den Physiker und Ingenieur eine Zusammenstellung der wichtigeren Instrumente und Methoden sein, wie sie in der Hochvakuumtechnik benutzt werden. Dabei wird der Schwerpunkt mehr auf eine eingehende Beschreibung der Apparate und Methoden gelegt, als auf eine folgerichtige Darstellung der theoretischen Überlegungen, die den Apparaten und Methoden zugrunde liegen.

Das einleitende Kapitel enthält einige Betrachtungen über die Glühelektronenröhre als prominenten technischen Vertreter der Hochvakuumphysik und allgemeine Bemerkungen über die Wichtigkeit des Hochvakuums für andere technische und physikalische Gebiete. Daran schließt sich die Beschreibung der Ölpumpen, der Quecksilberpumpen, der Molekularpumpen und der Quecksilberdampfpumpen. In zwei weiteren Kapiteln werden besonders eingehend behandelt die Sorptionsmethoden und andere „chemische, thermische und elektrische Prozesse", die zu einer Bindung des Gases führen und dadurch eine Verbesserung des Vakuums bewirken. Das nächste Kapitel enthält die verschiedenen Meßmethoden für sehr kleine Gasdrucke, während im letzten Kapitel ähnlich wie im Goetzschen Buche spezielle technische Hinweise für Evakuierungsarbeiten gegeben werden.

Das Buch bietet einige technische Einzelheiten mehr als das oben referierte Buch von A. Goetz (z. B. bezüglich englischer und amerikanischer Pumpenkonstruktionen und bezüglich Sorption und damit verwandter Erscheinungen); als praktisches Nachschlagewerk dürfte es ebenso empfehlenswert sein wie jenes; leider wird es nur demjenigen, der sich über die physikalischen Vorgänge in seiner Hochvakuumanlage theoretisch zu unterrichten wünscht, nicht das Studium der Originalliteratur ersparen können. Die in Tafel 16 (Pumpgeschwindigkeit verschiedener Konstruktionen nach Messungen von Ebert) für die Gaedesche Dreistufen-Stahlpumpe gegebenen Werte der Pumpgeschwindigkeit sind bei weitem zu klein; die angegebenen Werte charakterisieren nicht die Pumpe, sondern offenbar die Strömungsleitfähigkeit der Rohrleitung. Die Pumpleitung braucht nämlich selbst bei 20 mm lichter Weite und bei Ausschaltung jeder Krümmung oder Abschlußvorrichtung (Hahn oder dergleichen) nur etwa 1 m lang zu sein, um auch bei unendlich großer Pumpgeschwindigkeit gerade nur die Absaugung der angegebenen Gasmenge zuzulassen.

F. Kirchner.

Handbuch der Physik. Herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel. Band IX, Theorien der Wärme. Redigiert von F. Henning. 616 Seiten mit 61 Abbildungen. Berlin, J. Springer. 1926. Geh. M. 46.50, geb. M. 49.20.

Im ersten Kapitel entwickelt Herzfeld in mustergültig klarem und originellem Aufbau die Lehren der klassischen Thermodynamik, soweit sie den ersten und zweiten Hauptsatz und ihre allgemeine Anwendung auf die homogenen und heterogenen Systeme umfassen. Bevorzugt wird dabei die analytische Betrachtungsweise, fast nicht Gebrauch gemacht wird leider von den geometrischen Veranschaulichungen, die hier so gute Dienste leisten und die an sich abstrakte Form der allgemeinen thermodynamischen Überlegungen wirksam beleben können. Als einen Mangel dieses Kapitels werden es viele Leser empfinden, daß es zu sehr den Charakter einer lehrbuchartigen Darstellung trägt insofern, als Literaturhinweise nur in geringer Zahl, namentlich bezüglich der älteren Originalarbeiten, gegeben werden; denn der Zweck eines Handbuches sollte doch sein, nicht nur wie hier über die fertigen Ergebnisse und die Ableitungen in Kürze zu orientieren, sondern vor allem auch die Auffindung der gesamten Literaturstellen zu ermöglichen. Als Weiterführung dieses einleitenden Kapitels sind das von Bennewitz bearbeitete Kapitel 2 über den Nernstschen Wärmesatz und das von Landé verfaßte 4. Kapitel über die Axiomatik von Caratheodory zu betrachten und in gewissem Sinn vielleicht auch noch das 5. Kapitel über die Quantentheorie der Zustandsgrößen von Byk. Bennewitz behandelt die einschlägigen Fragen einschließlich der Anwendung auf nichtkondensierte Systeme sehr vollständig, wenn auch natürlich nicht so eingehend wie dies in Nernsts Buch zu finden ist, und diskutiert insbesondere in übersichtlicher Anordnung die verschiedenen quasiäquivalenten Fassungen des Theorems; der Artikel von Byk enthält einen zusammenfassenden Bericht über das Eingreifen der Quantentheorie bei der Berechnung der thermodynamischen Konstanten, über die Nullpunktsenergie, das Theorem der übereinstimmenden Zustände u. dgl. Sehr zu begrüßen ist, daß Landé in seinem Beitrag zum ersten Mal eine eingehendere Darstellung der Axiomatik von Caratheodory und der ergänzenden Untersuchungen von Ehrenfest gegeben hat, die bisher den meisten Physikern wohl nur aus dem Bornschen (übrigens hier teilweise mitbenutzten) Aufsatz bekannt waren. Die statistischen Theorien haben Smekal in einem allgemeiner orientierten Kapitel über die statistische und molekulare Theorie der Wärme und Jäger (Wien) in einem Kapitel über die kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten behandelt; über diese beiden inhaltsreichen Beiträge der bewährten Autoren dürfte im einzelnen kaum etwas zu sagen sein. Den Schluß des Bandes bilden ein Kapitel von Jäger (Charlottenburg) über die Erzeugung von Wärme aus anderen

Energieformen, das also im wesentlichen das umfangreiche experimentelle Material zur Bestätigung des ersten Hauptsatzes und zur Bestimmung der Transformationskonstanten bespricht und endlich ein Kapitel von Henning über Temperaturmessung. Wie in seinem bekannten Buch entwickelt hier der Verfasser die theoretischen Grundlagen und die experimentellen Methoden und zeigt deren Anwendung an vielen Beispielen einschließlich solcher aus dem Gebiete der Astrophysik.

R. Seeliger.

Handbuch der Physik. Herausgegeben von H. Geiger u. K. Scheel. Band XIV: Elektrizitätsbewegung in Gasen. Redigiert von W. Westphal. 444 S. mit 189 Abb. Berlin. J. Springer. 1924. Geh. M. 36.—, geb. M. 38.10.

Der Inhalt dieses Bandes umfaßt in 9 Kapiteln unsere experimentellen und theoretischen Kenntnisse über die Elektrizitätsleitung in Gasen. Zur Anordnung des Stoffes innerhalb des ganzen Handbuches sei jedoch dazu bemerkt, daß manche eigentlich hierhergehörende Dinge und notwendige Ergänzungen des Inhalts in anderen Bänden zu finden sind. Die Theorie der Ionen und die für die Gasentladungen wichtigen Ergebnisse der Elektronenstoßforschung findet man in den Bänden 22 u. 23, die Theorie und Praxis der Quecksilbergleichrichter in Band 17, die Anwendungen in der Beleuchtungstechnik in Band 19. Keine Besprechung scheint vorgesehen zu sein von den Gasentladungen als Schaltelement und nur sehr kurze Angaben sind zu finden in Band 14 über die Elektronenröhren. Andererseits hat das zweite Kapitel des vorliegenden Bandes über die Ionisation durch glühende Körper nur wenig mit dem eigentlichen Thema „Gasentladungen" zu tun und hängt damit nur insofern zusammen, als die Raumladungswirkungen im Entladungsfeld in Betracht kommen.

Im ersten Kapitel gibt H. Stücklen eine gute und vollständige Übersicht über die unselbständigen Entladungen zwischen kalten Elektroden mit Berücksichtigung auch der rein theoretischen hierher gehörenden Arbeiten. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels leitet mit der Besprechung der ionisierenden Trägerstöße bereits über zu den selbständigen Entladungen. Eine Ergänzung und die eigentliche Anwendung finden, wie schon hier bemerkt sei, diese Betrachtungen dann in den späteren Kapiteln über stille Entladungen und Funkenentladung. Auch dort aber werden die Feinheiten der Theorie kaum berührt, so daß nun leider die heute zu großer Vollendung ausgebaute Townsend-Schumannsche Theorie der raumladungsfreien Entladungen eigentlich nirgends im Zusammenhang und mit der ihr gebührenden Ausführlichkeit zu finden ist. Das zweite und dritte Kapitel derselben Verfasserin beschäftigt sich, ebenfalls unter Berücksichtigung aller wichtigen Ergebnisse aus der umfangreichen experimentellen und theoretischen Literatur, mit der Ionisation durch glühende Körper und mit der Flammenleitung. Von den folgenden Kapiteln gehören dann zusammen die beiden schon genannten über die stille Entladung und über die Funkenentladung, die E. Warburg bearbeitet hat. Der Name des Verfassers, dem wir bekanntlich auf diesen Gebieten eigene grundlegende Untersuchungen verdanken, bürgt dafür, daß die Diskussion des zum Teil recht spröden Materials im besten Sinne des Wortes der guten alten Schule entstammt. Während manches, wie etwa die Spitzenentladungen und die Funkenverzögerung, recht ausführlich behandelt ist, fehlen jedoch andere wichtige Dinge leider fast ganz, so z. B. die Koronaverluste oder die Arbeiten von Toepler über die kontinuierlichen und diskontinuierlichen Entladungsformen. Vor allem aber vermißt man doch sehr die gebotene Benutzung der von der Forschung der letzten Jahre bevorzugten zusammenfassenden und ordnenden Gesichtspunkte und der hier geschaffenen Nomenklatur, die sich als so fruchtbar erwiesen haben. Eine Übersicht über den Durchschlag fester und flüssiger Dielektrika rundet den Inhalt des Kapitels über Funkenentladung ab. Im folgenden Kapitel über die Glimmentladung hat es R. Bär vorzüglich verstanden, das ausgedehnte Material fast lückenlos und doch übersichtlich darzustellen und dabei auch die neuesten Ergebnisse noch zu berücksichtigen. So ist hier die Form eines „Handbuchartikels" entstanden, wie sie in der Vereinigung einer vollständigen Literaturübersicht mit allgemeinen Gesichtspunkten als Muster dienen kann. An einigen Stellen beurteilt der Verf. die Zuverlässigkeit der Messungen und die Bündigkeit der theoretischen Folgerungen wohl etwas zu optimistisch und eine schärfere Kritik hätte nicht schaden können. Zu bedauern ist auch, daß die spektroskopischen Untersuchungen nur an den wichtigsten Punkten berücksichtigt werden konnten. A. Hagenbach hat dann im 6. Kapitel die Bogenentladung behandelt. Er gibt im wesentlichen eine stark gekürzte Neubearbeitung seines Artikels im Marxschen Handb. d. Radiologie und es ist schade, daß diese Kürzung und nicht vielmehr eine Erweiterung stattgefunden hat. Das 8. Kapitel von K. Przibram beschäftigt sich mit den elektrischen Figuren, d. h. also mit den Vorgängen an der Grenzfläche zwischen Isolatoren und Gasen, von denen die wichtigsten die eigentlichen Gleitbüschelentladungen sein dürften. Ihre Theorie wird im Anschluß an die Arbeiten des Verf. und im Gegensatz zu den Ansichten von Toepler eben nur skizziert. Im letzten Kapitel endlich gibt G. Angenheister eine nicht zu knappe Übersicht über die atmosphärische Elektrizität. Eine etwas ausführlichere Behandlung wäre wohl nur hinsichtlich der Gewitterelektrizität zu wünschen gewesen, deren Theorie und Statistik reichlich kurz, deren praktische und eben aktuelle Folgen (Beeinflussung von Überlandleitungen) überhaupt nicht besprochen wurden. Im übrigen gibt das Kapitel aber eine durchaus moderne und anregende Einsicht in den derzeitigen Stand der Forschung. R. Seeliger.

V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. (Sammlung Vieweg, Heft 84/85.) 8°. VIII und 174 Seiten. Mit 14 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. A.-G. 1926. Geh. M. 9.50.

Ein luftelektrisches Buch von Hess, dem wir die ersten quantitativen Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung in der freien Atmosphäre und wertvolle radioaktive Präzisionsmessungen verdanken, wird von vorneherein begrüßt werden. Und dieses Buch verdient auch freundliche Aufnahme und weite Verbreitung, da es von seinem Teilgebiet ein befriedigend wirkendes, geschlossenes Bild entwirft und jedem nützlich sein wird, der es als Hilfe bei seiner Arbeit zur Hand nimmt.

Für die Troposphäre, die unteren 10 Höhenkilometer, ist heute die Ionisation mit ihren Ursachen in großen Zügen geklärt. Über die anschließende Strato-

sphäre und die oberen Schichten weiß man zwar luftelektrisch heute noch wenig Gewisses (immerhin neuerdings durch Benndorf wieder schon etwas mehr); doch ist gerade für dieses Neuland so eine Darlegung des Erreichten, der Hypothesen und Probleme von berufener Seite zu begrüßen, damit besonders den Fachleuten der funktelegraphischen Wellenausbreitung der Weg vom Spekulativen zum Realen erleichtert werde.

Das Buch ist für einen über die engere Fachschaft hinausgehenden Leserkreis geschrieben und als solches schätzenswert, da gerade die luftelektrischen Dinge in anderen naturwissenschaftlichen Disziplinen vielfach Interesse finden. Diesem weiteren Leserkreise dienen klar geschriebene Abschnitte über die Gasionen, die Elektrizitätsleitung in Gasen und über die Grundlehren der Radioaktivität. Die Hauptabschnitte behandeln: die elektrische Leitfähigkeit (mit Ionenzahl und Beweglichkeit), die Ionisatoren (als wesentliche die radioaktiven Substanzen und die durchdringende Höhenstrahlung), die ionenvernichtenden Vorgänge, die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre. In der Darstellung sind Methoden und Ergebnisse möglichst getrennt. Die Literatur ist bis Ende 1925, z. T. bis März 1926 berücksichtigt.

Nach dieser Kostprobe wird man um so gespannter sein dürfen auf das von Benndorf und Hess gemeinsam angekündigte luftelektrische Gesamtwerk.

Wigand.

Th. Wyss, Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. Gr. 8°. IX u. 368 Seiten m. 432 Abbildungen im Text u. auf 35 Tafeln. 1. Auflage. Berlin, J. Springer. 1926. Geb. M. 25.50.

Der Verfasser, bis vor kurzem Privatdozent und Konstruktionsingenieur beim Lehrstuhl für Statik und Brückenbau an der T. H. Danzig, zur Zeit an der Technischen Hochschule in Zürich wirkend, hat, wie er im Vorwort bemerkt, bei Spannungsuntersuchungen an eisernen Fachwerken erkannt, „daß dem Verlauf der Kraftlinien (Trajektorien) eine außerordentlich tiefe Bedeutung innewohnt und mit Hilfe dieser Linien die Möglichkeit vorliegt, einen neuen Einblick in das Arbeiten der homogenen, festen Stoffe unter dem Einfluß äußerer Kräfte zu erhalten. Im weiteren liegt in diesen Feldern eine Übersichtlichkeit und Klarheit, wie sie kaum übertroffen werden kann".

Das Buch ist vom Ingenieur und in erster Linie für den Ingenieur geschrieben. Aber auch der Physiker wird große Teile davon mit Interesse zur Kenntnis nehmen. Er ist in den Feldvorstellungen und -bildern der elektromagnetischen und der Strömungstheorie aufgewachsen und sieht nun, wie, ähnlich und doch typisch verschieden, im elastisch beanspruchten festen Körper beispielsweise die Hauptspannungen und die Hauptschubspannungen zu Tensorlinien zusammengefaßt werden können und diese wiederum zu Fäden und Bündeln. Als Quellen wirken die Punkte, von denen aus sich eine Druckwirkung in den Körpern ausbreitet: radiales Ausströmen von Druckkraftlinien, die durch Zugkraftlinien seilförmig umfaßt werden. Senken aber sind die Punkte, in denen Zug ausgeübt wird: radiales Zusammenlaufen von Zugkraftlinien mit gewölbeförmiger Umfassung durch Drucklinien. Die Linien werden gemäß den Randbedingungen in verschiedenster Weise abgelenkt. Besondere Bedeutung für einen Überblick über den Spannungszustand kommt den singulären Punkten zu, ein- und ausspringenden Ecken, Angriffspunkten äußerer Kräfte, inneren Nullpunkten usw., deren Wichtigkeit erkannt zu haben das Verdienst des Verfassers ist und die eine entsprechend ausführliche Behandlung erfahren. Das Kontinuumsgesetz ist bei Kraftfäden und -bündeln im allgemeinen nicht erfüllt; die an den Bündelwänden angreifenden Kräfte sorgen im allgemeinen für einen Kraftanbau oder -abbau.

Soviel zur Charakterisierung des ersten, allgemeinen Teils, der dem Physiker — auch in seinem kurzen Schlußparagraphen über die experimentelle Bestimmung der Kraftfelder durch Dehnungs-, optische, thermische und andere Messungen — am meisten sagen wird.

Aus dem zweiten, speziellen Teile („Ebene Spannungszustände. Quasielastische Spannungszustände. Kraftfelder aus reiner Torsion. Praktische Verwertung der Kraftfelder. Kraftfelder im Fließzustand fester Körper") werden die Grundsätze interessieren (S. 250ff.), nach denen mangels mathematischer Methoden verwickelte Kraftfelder generell aus einfachen hergeleitet werden können, eine reiche Vorschriftensammlung zur praktischen Erläuterung einer aus der Potentialtheorie wohlbekannten Methodik.

Der relativ kurze dritte Teil ist mit seinen Darstellungen der Versuche an einspringenden Ecken usw., mit seinen Ausführungen über Kraftfelder bei Betonarmierung wesentlich für den Ingenieur geschrieben.

Mag das Buch in mancher Hinsicht nur Programm, erster Schritt, Materialsammlung sein, mag die Darstellung dem Physiker hier und da knapp und nicht ganz genehm erscheinen: man wird diese fleißige, inhaltsreiche, weite Gebiete verknüpfende Arbeit als ein erfreuliches Zeugnis des Geistes begrüßen, der aus allzu großer Spezialisierung und Isolierung herausstrebend heute die technischen Hochschulen den Weg zur Universitas litterarum und die Universitäten die Angliederung technischer Abteilungen erstreben läßt.

Buchwald.

C. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik. 2., verbesserte und vermehrte Aufl. IV. Bd., II. Abtlg. von G. Schmidt. 8° 36 Bogen mit 181 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1927. Geh. M. 18.—, geb. M. 16.—.

Die großen Vorzüge des Chwolsonschen Lehrbuches haben wir bei der Besprechung der vorhergehenden Bände genügend gewürdigt und hervorgehoben. — Auch die zweite Abteilung des IV. Bandes weist alle diese Vorzüge auf. Beschäftigt sich die erste Abteilung mit dem konstanten elektrischen Felde, tut es die zweite mit dem konstanten magnetischen Felde. — Ausgehend von den Eigenschaften des konstanten magnetischen Feldes (1. Kapitel) werden im 2. Kapitel die Quellen des Magnetfeldes, die Magnete, behandelt, an die sich im 3. Kapitel die übrigen Quellen des Magnetfeldes, der elektrische Strom, anschließen. Die folgenden drei Kapitel (4, 5, 6) beschreiben sehr leicht und überaus verständlich die thermischen, mechanischen, chemischen und thermoelektrischen Erscheinungen desselben. Die Schlußparagraphen der betreffenden Kapitel bringen eine kurze, aber klare Theorie der genannten Erscheinungen. Im 7. Kapitel finden sich dann die ponderomotorischen Wirkungen des Magnetfeldes, insbesondere die Wechselwirkungen von Magneten, Magneten und Strömen, und schließlich Strömen und Stromelementen. Das große Schlußkapitel (120 Seiten) handelt von der Erregung des magnetischen Zustandes der Körper. Zunächst wird eine mathematische Theorie der magnetischen Induktion gegeben, auf Grund deren die Konstruktion der Elektromagnete besprochen wird. Nach

eingehender Erläuterung der Methoden zur Messung von k und μ, der Hysteresis der Arbeit und Erwärmung bei der Magnetisierung, des Para- und Diamagnetismus, folgen die Molekulartheorien des Magnetismus von J. J. Thomson, W. Voigt und Langevin und zum Schluß die Magnetonentheorie von P. Weiß. Die Literaturangaben bei jedem Kapitel sind überaus reichlich und sorgfältig ausgewählt. Das Lehrbuch der Physik von Chwolson kann nur wärmstens empfohlen werden. K. Bergwitz.

P. Niggli, Lehrbuch der Mineralogie. Bd. II: Spezielle Mineralogie unter besonderer Mithilfe von L. Weber. 2. Aufl. XVI u. 697 S. Mit 330 Fig. im Text. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1926. M. 30.—.

Die moderne Mineralogie sieht in der Morphologie der Kristalle ein Abbild der molekularen Struktur des Kristallgebäudes. Art und Dimensionierung der Gitterstruktur müssen das morphologische Verhalten begründen; sie selbst sind ihrerseits durch die Natur der Gitterpartikeln gegeben. Es ist das Kennzeichen des Niggli'schen Lehrbuches, daß es diesen Gesichtspunkt zum Gerüst hat. Aus diesem Grunde ist die vorliegende Darstellung berufen, den Physiker und Chemiker für die Probleme der Mineralogie zu interessieren.

Der zweite Band des im ganzen dreibändigen Werkes ist der speziellen Mineralogie gewidmet. Statt der üblichen Gliederung des Stoffes von chemischen Gesichtspunkten aus wird hier die Morphologie der Kristalle als Einteilungsprinzip gewählt; denn die morphologischen Eigenschaften charakterisieren einen Kristall ebenso eindeutig wie etwa sein Chemismus oder seine physikalischen Kennzeichen. Die an einem Kristall auftretenden Flächen werden zu einer Rangliste zusammengestellt, die sich aus den Bindungsverhältnissen im Gitter herleiten läßt. Umgekehrt kann diese auch durch Studium einer großen Zahl Kristalle statistisch gewonnen werden. Die Zusammenhänge mit der Gitterstruktur lassen sich heute in der Regel erst qualitativ fassen; es wird jedoch eine der nächsten Aufgaben moderner Mineralogie sein, an die quantitative Formulierung dieser Beziehungen heranzutreten. Um die Morphologie eines Kristalles zu verdeutlichen, sind zahlreiche Projektionen der Beschreibung beigegeben, denen eine ausgedehnte statistische Bearbeitung der an einem Mineral konstatierten Formen zugrunde liegt. Daß derartige Untersuchungen in Zukunft viel häufiger unternommen werden, möge eine der Hauptanregungen sein, die man dieser Neuerscheinung wünscht. Die morphologischen Typen, die von Niggli unterschieden werden, fallen nicht, wie man etwa zu erwarten geneigt wäre, mit den Symmetrieklassen zusammen. Vielmehr werden zwei Idealtypen für den Bau kristalliner Materie aufgestellt: der kubische und der hexagonale. Durch Deformation dieser Idealstrukturen, die auf die Art der Bausteine zurückgeht, ergeben sich die übrigen: Bei geringer Störung der Idealsymmetrie die hypokubischen und hypohexagonalen Kristalle. Derart angenähert kubische bzw. hexagonale Kristalle sind in allen Symmetrieklassen möglich, vielfach wird das aber erst durch geeignete Festlegung der kristallographischen Achsen augenfällig. Es ist dem Verfasser geglückt, auf diesem Wege eine Reihe neuer Pseudosymmetrien aufzudecken; Strukturbestimmungen werden von diesen Zusammenhängen mit Vorteil Gebrauch machen. Deformationen größeren Ausmaßes führen von den kubischen zu den tetragonalen Kristallen. In den Kristallen mit ausgesprochen niedriger Symmetrie haben die Partikeln durch ihren niedrigen Symmetriegrad keine höhere Symmetrie des Gitters zustandekommen lassen. Jeder dieser Haupttypen zerfällt in eine Reihe Unterfälle: der kubische umfaßt den hexaedrischen, oktaedrischen, rhombendodekaedrischen Subtypus. Bei tetragonalen und hexagonalen Kristallen ist eine Einordnung in die Untertypen: planar, isometrisch und axialsäulig möglich.

Über die Anlage des Buches: Nach einer Übersicht über die Mineralbildungsprozesse folgt ein Überblick über die chemische Mannigfaltigkeit in der Mineralwelt. Wo immer möglich, werden die Formeln im Sinne der Koordinationstheorie geschrieben. Den Hauptteil bildet die Einzelbeschreibung wichtiger Mineralien. Die Auswahl derselben — Vollständigkeit sollte nicht erreicht werden, denn das könnte nicht im Rahmen eines Lehrbuches geschehen — mußte naturgemäß mit einer gewissen Willkür erfolgen, darf aber vom Standpunkt des Physikers als wohlgelungen bezeichnet werden. Er wird da wohl die Hauptzahl der ihn interessierenden Mineralien finden. Ganz besonders dankbar wird der Physiker auch für die Art der Einzelbeschreibung sein: Kurze makroskopische Kennzeichnung gestattet leicht Bestimmen von Mineralien (diese Angaben werden in nächster Zeit in Tabellenform gesondert erscheinen). An physikalischen Daten werden hernach angegeben: Lichtbrechung, Dispersion, Absorption, Dielektrizitätskonstante, Leitfähigkeit, elektrischer Widerstand, magnetisches Verhalten, Wärmeleitfähigkeit, spezifische Wärme, Ausdehnungskoeffizient, Dichte, elastische Eigenschaften, Schmelz- und Siedetemperatur, Bildungswärme, Löslichkeit usw. Es ist damit erstmals die Möglichkeit geschaffen worden, sich rasch über die physikalischen Eigenschaften eines Minerals zu orientieren. Schließlich folgt die Darstellung der Morphologie, deren Ausgangspunkt die Gitterstruktur bietet. 1600 Kristallzeichnungen unterstützen diese Beschreibung aufs trefflichste und vermitteln zugleich einen Einblick in die große Variabilität der Kristallformen, die aber dennoch eine gesetzmäßig begrenzte ist.

Zahlreiche Tabellen, eine gegliederte Inhaltsübersicht und Register der behandelten Mineralien werden die Kluft vermindern helfen, die zwischen der alten und neuen Art der Abhandlung spezieller Mineralogie liegt. Durch diese Gesamtdarstellung des Stoffes sind die morphologischen Prinzipien, auf deren Bedeutung Fedorow als erster nachdrücklich hinwies, zu einem geschlossenem System erweitert worden; von ihrer Fruchtbarkeit legt das vorliegende Buch beredtes Zeugnis ab. In ihnen liegt die Rechtfertigung der Mineralogie als Sonderwissenschaft gegenüber Physik und Chemie. E. Brandenberger.

Th. Wulf, Lehrbuch der Physik. Gr. 8°. XIV u. 512 S. Mit 143 Fig. Freiburg i. Br., Herder. 1926. Geb. M. 17.50.

Als Ersatz für das in vielen Auflagen beim gleichen Verlag erschienene Buch von Dreisel hat Wulf ein ganz neues Werk geschrieben. Sein Charakter wird durch zwei vorherrschende Grundgedanken weitgehend bestimmt. Einmal werden die physikalischen Erscheinungen, über die phänomenologische Beschreibung stets rasch hinausgehend, grundsätzlich aus der molekular-atomistischen Theorie der Materie heraus erklärt. Ja, man möchte sagen, diese Theorie sei geradezu der Gegenstand des Buches, angesichts dessen die physikalischen Erscheinungen nur noch Material sind. Der andere Gesichtspunkt ist eine ebenso grundsätzliche Einstellung nach der Seite der Naturphilosophie hin

welche die Naturforschung weniger darum betreibt, weil sie dem Menschen Macht über die Natur verleiht, als um der Befriedigung seiner Denkbedürfnisse willen.

Es versteht sich von selbst, daß bei solcher Einstellung der Stoff nur in Auswahl dargestellt zu werden brauchte. Insbesondere treten natürlich die technischen Anwendungen der Physik vollkommen in den Hintergrund. Auch die Beschreibung von Versuchen geht nie über das allernotwendigste Grundsätzliche hinaus. Ebenso spielen mathematische Entwicklungen nur eine ganz bescheidene Rolle. Die Anordnung des Stoffes ist dabei höchst originell. Der I. Teil („Die Körperwelt") enthält die Grundzüge der allgemeinen Mechanik, die Gravitation (mit Ausblicken auf die allgemeine Relativitätstheorie), Festigkeitslehre und Akustik, in vorwiegend phänomenologischer Betrachtung. Der II. Teil („Der Aufbau der Körperwelt aus Atomen") behandelt die Aggregatzustände und die Wärmelehre. Von der Chemie (Verbindungsgewichte usw.) ausgehend, wird in die Lehre vom gasförmigen Zustand der Molekülbegriff eingeführt und die kinetische Gastheorie auch quantitativ durchgeführt. Hierauf folgt die Betrachtung des flüssigen Zustandes unter besonderer Heranziehung der osmotischen Erscheinungen und der Brownschen Molekularbewegung. Sehr eingehend wird die spezifische Wärme behandelt mit dem entscheidenden Eingreifen der Quantentheorie, die an dieser Stelle erstmalig, aber gleich sehr fruchtbar, auftritt. Die drei Hauptsätze der Thermodynamik finden eine ausführliche, ganz unmathematische Darstellung. Sehr dankenswert ist die Auseinandersetzung über die Gültigkeit des Energiegesetzes in der organischen Natur. Die Darstellung des Nernstschen Satzes ist noch nicht restlos befriedigend, obwohl sein Wesen und seine Hauptergebnisse schließlich doch sehr sinnfällig zum Ausdruck kommen. Den Schluß dieses Teiles bilden die Versuche an Atomstrahlen und an Isotopen. Der III. Teil („Aufbau des Atoms") bringt zunächst die wichtigsten Tatsachen der Magneto- und Elektrostatik und des Elektromagnetismus und benutzt dann die Gesetze der Elektrolyse zur Grundlegung der Ionen- und Elektronentheorie. Sie wird fortgeführt an den Tatsachen der Gasentladung (unter trefflicher Herausarbeitung des Unterschiedes gegenüber der elektrolytischen Ionenleitung) und der Radioaktivität. Das Gebiet der elektromagnetischen Strahlung im vollen Umfang, Temperaturstrahlung und Seriengesetze an vornehmster Stelle, führt schließlich zur Quantentheorie und zum Bohrschen Atommodell. Den Abschluß bildet ein kurzer IV. Teil („Physik des Äthers"), der gerade so viel geometrische und physikalische Optik bringt, als zum Verständnis der zur speziellen Relativitätstheorie führenden Wege eben erforderlich ist. Die Frage nach der Gültigkeit derselben bleibt offen, dagegen erfahren die Gründe für die Existenz eines „materiellen" Äthers eine eingehende Würdigung. (Wenn übrigens diese Bezeichnung für den Äther als notwendig zugestanden werden soll, so muß doch mit allem Nachdruck eine reinliche Auseinandersetzung darüber verlangt werden, daß diese Materie eben doch von ganz anderer Art ist als das, was man im engeren Sinne darunter versteht: Protonen und Elektronen.)

Die Sprache des Buches ist sehr klar, sinnfällig und faßlich. Dies muß besonders bei der Darstellung der Quantentheorie gerühmt werden. Man gewinnt die Überzeugung, daß für die Anschaulichkeit der Naturauffassung die molekulare Betrachtungsweise unschätzbare Dienste leistet. Und das Hauptargument für die moderne Auffassung, die übereinstimmende Berechnung der Atomkonstanten auf unabhängigen Wegen, wird in ausgiebiger Weise herangezogen.

Der philosophische Gesichtspunkt spricht sich allerorten aus in der Sorgfalt, mit der zwischen beobachteten Tatsachen und Hypothesen unterschieden und ihr gegenseitiges Verhältnis kritisch beleuchtet wird. Liegen mehrere Erklärungsmöglichkeiten vor, so erfolgt stets eine ausführliche Erörterung der dann ausgeschlossenen Fälle. Auch auf Schwierigkeiten und Widersprüche wird im allgemeinen gebührend hingewiesen; beim Bohrschen Atom möchte man in dieser Richtung freilich noch etwas mehr wünschen, zumal man wohl von dieser Seite eine Lösung brennendster Fragen erwartet.

Es soll übrigens nicht verschwiegen werden, daß die Grundeinstellung des Buches einige bedenkliche Mängel mit sich bringt. Wenngleich es natürlich für die Absicht des Verfassers nicht wesentlich sein konnte, auf experimentelle Einzelheiten ausführlich einzugehen, so wäre in mancher Hinsicht doch ein geringes Mehr am Platze, da nämlich, wo es sich um die Grundlegung eines physikalischen Begriffs handelt, der wie das elektrische Potential, ohne Meßvorschrift doch sehr schemenhaft in der Luft schwebt. Ähnliches gilt von einigen quantitativen Gesetzen, z. B. dem Induktionsgesetz. Auch bei einigen Formeln vermißt man die nötige exakte Erklärung der darin vorkommenden Größen. (Statt der Gleichung $S = C \log W$, wo der Name „Wahrscheinlichkeit" doch keine hinreichende Erklärung für W bietet, würde man z. B. lieber einen kurzen Satz sehen, der diesen Sachverhalt qualitativ ausspricht.) — Für den ungelehrten Leser völlig unverständlich ist die Behauptung S. 363, die Dielektrizitätskonstante sei von der Wellenlänge abhängig. Endlich wäre ein Wort darüber am Platze, daß auch die „Erklärung" an Stelle der „Beschreibung", welch erstere die Atomtheorie zu leisten behauptet, nur axiomatisch, nicht metaphysisch aufzufassen ist.

Doch vermögen diese kleinen Ausstellungen nichts an dem Urteil zu ändern, daß das vorliegende Werk im ganzen als wohlgelungen bezeichnet werden muß. Der Fachphysiker wird es stets mit Genuß lesen können, aber insbesondere sei es denen angelegentlich empfohlen, die sich nicht vorwiegend mit Physik beschäftigen können und trotzdem diese Wissenschaft verehren, sei's um ihrer Geschlossenheit, sei's um der Kühnheit ihrer neuen Ideen, sei's um ihrer Problematik willen.

E. Nies.

H. Freitag, Physik für die Oberstufe bearbeitet.

1. Teil: Wage, Wärmelehre, Magnetismus. 8°. IV u. 140 S. m. 51 Fig. 2. Aufl. Nürnberg, Carl Koch. 1925. M. 2.50.
2. Teil: Elektrizitätslehre, Wellenlehre, Lehre vom Schall. 8°. VI u. 356 S. m. 217 Fig. (Seiten und Fig. durchlaufend vom 1. Teil). Ebenda 1925. M. 4.40.
3. Teil: Wellenstrahlung, Korpuskularstrahlung, Mechanik. 8°. VIII u. 608 S. m. 367 Fig. (durchlaufende Zählung). Ebenda 1926. M. 4.90.

Das vorliegende Schulbuch umfaßt, wie Verf. im Vorwort des 3. Teils ausführt, „zunächst das unbedingt notwendige Tatsachenmaterial und die wichtigsten Gesetzmäßigkeiten. Darüber hinaus erweitert es diesen grundlegenden Lehrstoff angenähert in dem Umfange, wie er der schulischen Behandlung zugänglich ist" unter Voraussetzung auswählender Benutzung, wobei es den

Lehrer der Notwendigkeit überheben will, in den ausführlicher behandelten Teilen umfangreiche Diktate zu geben, und dem Schüler in den kürzer als im Buche vorgetragenen die Möglichkeit eigenen Studiums geben will. Dieses Programm darf innerhalb des gewählten Stoffes als vorzüglich durchgeführt bezeichnet werden; namentlich spricht Unterrichtserfahrung aus Abschnitten, welche der Verhütung von Anfängermißverständnissen und der Erklärung von geschichtlich gewordenen, unvollkommenen Ausdrucksweisen gewidmet sind. In Kleinigkeiten scheint Verf. nicht ganz in Fühlung mit der Tradition; er verwendet ∾ (Proportionalitätszeichen) für annähernd gleich (statt ≈; I 17, II 169); transkribiert alle griechischen Lettern, jedoch gelegentlich unorthographisch (etha statt eta, I 88); gibt für Joule die u. W. unrichtige Aussprachevorschrift Dschaul (statt Jul); in II. § 50, Kirchhoffsche Gesetze, fehlt der Ausdruck Netz für einen verzweigten Stromkreis. Die Darstellung bedient sich der Infinitesimalrechnung, auch wo diese dem Kenntnisstande des Schülers noch vorgreift, eine nach Ansicht des Ref. in der Tat heute nicht ganz zu vermeidende Unstimmigkeit unseres Unterrichts. Nachdem aber dieser Schritt geschehen ist, versteht Ref. nicht recht, warum Verf. sich in der Anordnung noch der aus den Überschriften erkennbaren Zerreißung der Mechanik anschließt, welche doch nur dadurch verursacht war, daß man die Dynamik nicht vor der Infinitesimalrechnung beginnen wollte. Die Folge ist, daß der Schüler die ganze mechanische und elektrische Wellenlehre hindurch den Mechanismus der harmonischen Schwingung noch nicht ganz kennt (II 283), eine Gewaltsamkeit, die sich doch bei Schülern, welche schon auf der Unterstufe graphisch mit dem Beschleunigungsbegriff bekannt gemacht wurden, mittels der Hodographmethode (wie in Höflers „Hilfsbuch") beseitigen ließe. Ein ähnlicher Verzicht auf Ausnutzung der Unterkurskenntnisse liegt in der Elektrizitätslehre bezüglich der Ionenlehre vor, die erst im Kapitel Korpuskularstrahlung kurz rekapituliert ist. Verf. verliert dadurch im Kapitel „Induktion" die Möglichkeit, schon in der Einteilung die unserer heutigen Anschauung entsprechende Vertiefung der Unterkurskenntnis vorzunehmen: 1. Induktion durch Bewegung von Leitern gegen ein ruhendes Feld (d. h. gegen Materie, an welcher ein Feld hängt); sie ergibt sich mit J. J. Thomsons Gedankengang; 2. Induktion durch Ausbreitung von Feldern durch Leiter, wobei induzierender und induzierter Körper gegeneinander ruhen; sie erfordert das Verständnis der Maxwellschen Ausbreitungsvorstellung. Die Einteilung des Verf. (§§ 53, 54) entspricht nur den zwei möglichen Arten der mathematischen Behandlung, sie widerspricht dem Prinzip des Verf., die Physik als Naturwissenschaft und die Mathematik nur als Hilfsmittel zu behandeln (Vorwort des II. Teils) an einer wichtigen Stelle. Sonst ist aber hier und im Strahlungsabschnitt erfolgreich nach gegenwartsgemäßer Gliederung getrachtet. Bezüglich des Stoffes dürfte nach Ansicht des Ref. den Absichten des Vorworts entsprechend etwas weiter gegangen werden, z. B. in Elektrizität etwas Ionenwanderung, in Dynamik etwas mehr theoretische Astronomie geboten werden.

Hermann.

A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. Zweite, vollständig umgearbeitete Auflage. 8°. 346 Seiten mit 154 Figuren im Text. Wien und Leipzig, Franz Deuticke. 1926. Geh. M. 18.—, geb. M. 20.40.

Die Lehre vom Wetter und der Wettervorhersage hat durch die unmittelbar nach dem Kriege auftauchende Polarfront- und Zyklonentheorie von Bjerknes und seiner Schule eine wesentliche Umgestaltung erfahren; während früher das Hauptgewicht auf die Luftdruckverteilung und deren Änderungen gelegt wurde, ist hierdurch die Bedeutung der Strömungsverhältnisse unserer Atmosphäre in den Vordergrund gerückt worden. Über die neue Theorie ist wohl seinerzeit in den meisten einschlägigen Fachzeitschriften mehr oder weniger eingehend berichtet worden, doch hat inzwischen ihr weiterer Ausbau durch zahlreiche neuere Arbeiten so wesentliche Fortschritte gemacht, daß wir heute in der synoptischen Meteorologie einem fast neuen Lehrgebäude gegenüberstehen und bei dem stets wachsenden Interesse, welches die Meteorologie und speziell die Wettervorhersage heute allgemein findet, eine zusammenfassende Darstellung in Form eines Buches unbedingtes Bedürfnis war. Wir müssen daher Herrn Defant außerordentlich dankbar sein, daß er sich zu einer vollständigen Umarbeitung der erst im Jahre 1917 herausgekommenen 1. Auflage „Wetter und Wettervorhersage" entschlossen hat.

Die Einteilung des Inhalts in 3 Abschnitte wurde beibehalten; dem Titel des Buches entsprechend ergeben sich die beiden ersten Abschnitte von selbst: der erste Teil gibt die notwendigen Grundlagen für die Erklärung des „Wetters", der zweite Teil behandelt das Problem der „Wettervorhersage"; der dritte Teil bringt eine Erweiterung des ganzen Themas auf die „langfristige Wettervorhersage". Innerhalb dieses Gesamtrahmens waren vielfache Umstellungen, Neubearbeitungen und Ergänzungen der einzelnen Kapitel notwendig.

Im ersten Teil ist die Darstellung des Bewegungszustandes der Luft (Kap. 3) folgerichtig der Behandlung der typischen Isobarenformen (Kap. 4) vorausgestellt. Grundlegend für die neue Theorie sind die Abschnitte über den Aufbau der Zyklonen und Antizyklonen (Kap. 4, Nr. 2 und 3), über die Entwicklung und Umwandlung der Zyklonen (Nr. 6). Wertvolle Ergänzungen haben in neuerer Zeit gebracht die Arbeiten von Diesing über das Fortschreiten einer „Warmfront" (S. 47) und von Bergeron und Swoboda über Wellen und Wirbel an quasistationären Grenzflächen (S. 98 und 121 ff.). Es ist charakteristisch für die ganze Behandlung des Stoffes, daß Defant von dem Grundsatze ausgeht, ältere und neuere Auffassungen in Einklang zu bringen; dies tritt insbesondere hervor in den Abschnitten über „Rücken hohen Druckes und die Rinne tiefen Druckes" (Kap. 4, Nr. 8) und über die „V-förmigen Depressionen und die Keile hohen Druckes" (Nr. 9). Im 5. Kapitel ist neu die Gegenüberstellung der zwei Theorien über die Entstehung der Zyklonen nämlich die „Riegeltheorie" der österreichischen und die „Wellentheorie" der norwegischen Meteorologenschule, ferner die Trennung in „primäre" und „sekundäre" Druckwellen nach Ficker (S. 198 u. ff.) sowie der Abschnitt 6 über „Hohe Zyklonen und Antizyklonen". Daß der Abschnitt über „Kürzere Witterungsperioden" aus dem 3. Teil der ersten Auflage in den ersten Teil (Kap. 6) herübergenommen wurde, zeigt, daß wir auch in der Erkenntnis dieser Vorgänge einen wesentlichen Schritt vorwärts gekommen sind; hier sind bahnbrechend gewesen die Arbeiten von Weickmann über Wellen im Luftmeer.

Der zweite Teil bringt die praktische Verwertung der im ersten Teil gewonnenen Kenntnisse auf die Wettervorhersage; das Prinzip der modernen Wettervorhersage beruht im wesentlichen in der Verfolgung der Diskontinuitätslinien dargestellt im 2. Kapitel, Nr. 3 und 4. Gleichwohl ist nicht darauf verzichtet worden, die zahlreichen aus der Erfahrung gewonnenen Regeln für die Wettervorhersage wieder aufzuführen und sie in Beziehung zu den neueren Anschauungen zu setzen.

Der dritte Teil behandelt „Die Witterungserscheinungen längerer Zeiträume" und im Zusammenhang damit das vielumstrittene Problem der langfristigen Wettervorhersage. Da sich die meteorologische Forschung in letzter Zeit gerade diesem Zweige mit besonderem Eifer zugewandt hat, so liegen auch hier mehrere neue Ergebnisse vor. Die Untersuchungen auf diesem Gebiete gehen von der Grundidee aus, daß unsere Atmosphäre ein in sich geschlossenes Ganzes bildet, mithin Störungen des Gleichgewichts an irgendeiner Stelle der Erde an einer anderen Stelle oder zu einer anderen Zeit kompensiert werden müssen; das Hilfsmittel derartige Beziehungen im sogenannten „Weltwetter" aufzudecken, bietet die Korrelationsmethode. Wir verweisen hier besonders auf Kapitel 1, Nr. 3 und Kapitel 2, Nr. 3.

Ein besonderer Vorzug des Defantschen Buches sind die zahlreichen Wetterkartenbeispiele, welche in der neuen Auflage auf blauem Untergrunde und vielfach in größerem Maßstabe hergestellt wurden; die Analyse der einzelnen Beispiele wurde dadurch verbessert, daß jeweils die Diskontinuitäten eingetragen, sowie in vielen Fällen eigene Strömungskarten beigegeben wurden.

Die Meteorologie kämpft heute darum, Eingang in den Lehrplan der Schulen zu gewinnen. Zweifellos eignet sich das vorliegende Werk ganz besonders dazu, hierbei als Lehrbuch Verwendung zu finden.

P. Zistler.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1927.

Technische Hochschule Aachen. **Starke**: Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Polis**: Klimatologie, 2; Aerologie, 1; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen 2. — **Steubing**: Photographie, 1, Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Physik; Einführung in die Vakuumtechnik und ihre Anwendungen, 1. — **Kirschbaum**: Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1. —

Universität Basel. **Hagenbach**: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. für Anfänger (mit Veillon), 8, für Mediziner und Ärzte, 2; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Matthies**: Analytische Mechanik, 5, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2. — **Veillon**: Interferenz des unpolarisierten Lichtes, 1; Handfertigkeitspraktikum (mit Zickendraht), 2. — **Zickendraht**: Wissenschaftliche Grundlagen der Photographie, Optischer Teil, 1; Farbenlehre, 2. — **Zehnder**: Die Physik des Weltaufbaues, 1; Maschinenkunde für Chemiker II, 1. — **Bürki**: Wissenschaftliche Photographie, chemischer Teil, 1; Photographisch-chemisches Praktikum, 3. —

Universität Berlin. **Nernst**: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner und Jentzsch), tägl. — **Planck**: System der theoretischen Physik, 4. — **Einstein**: Verschiedenes aus der theoretischen Physik, 1. — **v. Laue**: Mathematische Probleme der Wellenoptik, 2; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Einstein, Pringsheim, Hettner und Ladenburg), 1½. — **Hettner**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4. — **Henning**: Einführung in die Mechanik, 2. — **Paschen**: Neuere spektroskopische Forschungen, 2. — **Gehrcke**: Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung, unter besonderer Rücksicht auf Anwendung in den Naturwissenschaften, mit Übungen, 2. — **Pringsheim**: Experimentelle Grundlagen der atomistischen Theorie der Materie, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Schüler**: Über Lichtquellen für die physikalische Forschung, mit besonderer Berücksichtigung der spektroskopischen Forschung, 1. — **Jentzsch**: Die Schwankungserscheinungen in Physik und Chemie, 1; Optisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Byk**: Theorie und Anwendungen der Wechselströme, 2. — **Kiebitz**: Physikalische Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, 1. — **Weißenberg**: Anwendungen der Geometrie auf physikalische, chemische und kristallographische Probleme, 1. — **Mark**: Optik der Röntgenstrahlen, 1. — **Becker**: Besprechung neuerer Arbeiten zur Quantentheorie: Undulationsmechanik (mit Bothe und Löwner), 2. — **Ladenburg**: Besprechung neuerer Arbeiten aus der Atomphysik (mit Grotrian), 2 *g*. — **Blasius**: Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Wehnelt**: Physikalisches Praktikum für Anfänger, 7, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*, für Pharmazeuten, 3; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3. — **Westphal**: Übungen in physikalischen Demonstrationen, 1½. — **Meitner**: Physikalisch-radioaktive Arbeiten, tägl. — **Reichenbach**: Naturphilosophische Übungen, 2; Einführung in die Philosophie der Naturerkenntnis, 2. — **Wellmann**: Geschichte der Medizin und Naturwissenschaften in hellenistischer Zeit, 1. — **Fock**: Einleitung in die Naturphilosophie, 1. — **Scheffer**: Wissenschaftliche Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Vereinbarung *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung *g*. — **v. Ficker**: Thermodynamik der Atmosphäre, 1; Meteorologisch-aerologisches Kolloquium (mit Hergesell), 2 *g*; Anleitung zur Ausführung meteorologisch-klimatologischer Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. — **Less**: Allgemeine Klima- und Wetterkunde, 1; Landwirtschaftliche Klimakunde, 1. — **Knoch**: Klima und Wetter in Deutschland, 1. — **Kähler**: Sonnen- und Himmelsstrahlung, 1. — **Schweydar**: Angewandte Geophysik, 1. —

Technische Hochschule Berlin. **Kurlbaum**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4, speziell für Praktikanten der chemischen Laboratorien, 4; Ausgewählte physikalische Übungen für Vorgeschrittene, 8. — **Kock**: Physikalische Übungen, 4, für Chemiker, 8; Grundlagen der drahtlosen Telegraphie und Meßmethoden der Hochfrequenztechnik, nach Verabredung; Drahtlose Telegraphie und Telephonie I und II, 4; Radiotelegraphisches Kolloquium: Besprechung neuer Arbeiten, Stationsbetrieb usw., 14tägig, nach Verabredung, *g*; Radiotelegraphische Übungen, 8; Oszillographen und Kurvenzeichnen, nach Verabredung. — **Krigar-Menzel**: Theorie des Lichtes, 4; Theorie der Wärmeleitung und der Strahlung, 2. — **Becker**: Atomistik II, 2; Elektrodynamik, 3, Übungen, 2. — **Schachenmeier**: Ausgewählte Probleme aus der theoretischen Physik, 2. — **Cranz**: Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1⅜, Übungen 4. — **Angenheister**: Einführung in die Geophysik II, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3. — **Korn**: Potentialtheorie, 4. — **Gehlhoff**: Photometrie, 1. — **Kassner**: Klimakunde, 2. — **Koschmieder**: Theoretische Meteorologie I und II: Statik und Kinematik, 1. — **Leithäuser**: Messungen an Elektronenröhren und -Sendern, 1. — **Luyken**: Erdmagnetismus, 1. — **Engl**: Dynamik der Flüssigkeiten und Gase, 2; Technik der Röntgenstrahlen, 1. — **Pirani**: Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden I und II, 2, Übungen, 1. — **Weidert**: Geometrische Optik, 1½; Seminar für optisches Rechnen, 1½; Optische Instrumentenkunde, 1; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 2 oder 4. — **H. R. Schulz**: Refraktometrie und Polarimetrie, 1. — **Seegert**: Handfernrohre und bildaufrichtende Prismensysteme, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Spektroskopie, 1.

— **Richter**: Entwerfen von Linsen- und Prismenanordnungen, 1. —

Universität Bern. **Greinacher**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner**: Mechanik, 4; Vektoranalysis mit Anwendung auf die Potentialtheorie, 2; Einführung in die Quantentheorie, 2; Seminar für theoretische Physik: Wellenprobleme, 2. — **Koestler**: Anwendung der Mathematik auf Physik, Chemie und Biologie II: Statistische Methoden, 1; Anwendungen der Elastizitätslehre, 1. —

Universität Bonn. **Konen**: Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Eversheim, Grebe, Mecke und Frerichs), 2. — **Pflüger**: Theorie des Lichtes, 4, Übungen, 1. — **Eversheim**: Die technischen Fortschritte in ihrer Beziehung zur Physik, 2; Physikalische Technologie als Kulturfaktor, 2. — **Grebe**: Interferenz und Beugung des Lichtes, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Mecke**: Atomphysik, Radioaktivität, 2; Einführung in das physikalische Praktikum, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Diesselhorst**: Experimentalphysik II: Experimentelle Dynamik und Hydrodynamik, 2, III: Wärme, Mol.-Phys., Optik, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der theoretischen Physik, 1; Vektorrechnung, 2; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Bergwitz**: Radioaktivität mit Anwendungen, mit Versuchen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — .

Universität Breslau. **Schaefer**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Senftleben, Bartels und Bergmann), 3 oder 6, für Fortgeschrittene (mit Senftleben, Bartels und Bergmann), tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Reiche**: Thermodynamik, 5, Seminar, 1 *g*. — Ausgewählte Probleme der Mechanik der Kontinua, 1. — **Waetzmann**: Schallausbreitung und Raumakustik, 1. — **Jüttner**: Einführung in die theoretische Physik I, 2. — **Bartels**: Theoretische Optik, 4, Übungen, 1 *g*. — **N. N.**: Einführung in die Technik der drahtlosen Telegraphie. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann**: Experimentalphysik II, 4: Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Physikalisches Zwischenpraktikum, halbtägig nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **N. N.**: Aerostatik, 1; Die Entwickelung der Luftfahrt, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **N. N.**: Allgemeine und technische Physik I: Wärmelehre, Akustik und Optik, 2; Technische Physik IIb: Physikalische Optik, Wärmelehre, 3; Physikalisches Praktikum, 3. — **Lohr**: Physik a: Technische Physik, 4; Physikalisches Praktikum, 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner**: Experimentalphysik II: Wärme und Optik, 5; Physikalisches Praktikum, 3; Physik im Bergbau, 1; Kolloquium (mit Birckenbach), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **N. N.**: Geophysikalische Meßmethoden, 1. —

Technische Hochschule Danzig. **Ramsauer**: Experimentalphysik, II, 4, Ergänzungen, 1 *g*; Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 3¾; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Großes physikalisches Praktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Buchwald), 1 *g*; — **Buchwald**: Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 2, Übungen, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der neueren Physik, 1. — **Kalähne**: Einführung in die Radio- und Elektrophysik, zugleich Einführung in das Radiopraktikum, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren 1. Schwingungstheorie mit Demonstrationen, 2; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger (mit Federlin), 3, für Fortgeschrittene (mit Federlin), tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum (mit Federlin), tägl.; Radio-Praktikum I und II, 3. — **Federlin**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Röntgenkunde, 1; Verfahren der photographischen Reproduktionstechnik, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau**: Experimentalphysik: Elektrostatik, Elektromagnetismus, Strahlungserscheinungen, Atomphysik, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 Vor- oder Nachmittage; Ausgewählte Kapitel aus der Physik, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Baerwald**: Quantentheorie, 2. — **Knipping**: Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1. — **Georgii**: Aeronautische Meteorologie, 2; Allgemeine Meteorologie, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Physik der freien Atmosphäre, 1; Meteorologisch-aerologisches Praktikum, Meßflüge, 2. — **Limmer**: Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B, 3; Photographische Chemie und Chemikalienkunde, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiete des Lichtbildwesens, 2; Photographische Ausflüge, 3; Einführung in die Kinematographie, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember**: Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, Gasentladungen, Kathoden- und Röntgenstrahlen, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikaliche Arbeiten, 20; Physikalisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Toepler**: Mechanik, speziell elastische Schwingungen, 2, Übungen, 14tägig, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der theoretischen Physik: Quanten, 14tägig, 2; Hochspannungspraktikum, ausgewählte Aufgaben für Fortgeschrittene, 6; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Wiedmann und Saupe), 4wöchentlich, 2 *g*. — **Wiedmann**: Radioaktivität und das periodische System der Elemente, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Wiarda**: Funktionentheorie, 3; Einführung in die Quantentheorie, 2. — **Saupe**: Medizinisch-Röntgentechnisches Praktikum: Durchleuchtungs- und Plattenaufnahmetechnik, praktische Übungen in der Röntgenstrahlentechnik, 14tägig, 2. — **Lagally**: Einführung in die Thermodynamik der Atmosphäre, 1. — **Goldberg**: Mikrophotographie, insbesondere Mikrokinematographie, 1 *g*. — **Klughardt**: Die photographischen Objektive, 1; Die Herstellung optischer Systeme, 1. — **Luther**: Die Grundlagen der Farbenlehre und Farbenphotographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten, 2, 4, ganz- und halbtägig. — **Schmidt**: Seminar für mathematisch-naturwissenschaftliche Unterrichtslehre, 2; Geschichte des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts II, 2 *g*. —

Universität Erlangen. **Gudden**: Experimentalphysik I, 5; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger), 1 *g*; Anfängerübungen, 4; Übungen für Fortgeschrittene, 20 und 40; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.

— **Reiger**: Theoretische Physik: Elektrizität, 4; Elektrotechnische Übungen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. —

Universität Frankfurt a. M. Wachsmuth: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Lichtbeugung und Interferenz, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger. 6, für Fortgeschrittene, tägl., für Mediziner, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Meißner), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14 tägig, 2. — **Madelung**: Optik und Akustik, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Déguisne**: Der elektrische Gleichstrom, 3; Elektrische Transformatoren, 1; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Kolloquium über angewandte Physik (mit Dessauer), 14 tägig, 2. — **Dessauer**: Einführung in die medizinische Physik II: Magnetismus, Elektrizitätslehre, 1½; Seminar für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes, 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Magnus**: Thermodynamik, 2. — **Linke**: Theoretische Meteorologie I, 2; Die Probleme der Bioklimatologie, 1; Meteorologisch-geophysikalische Übungen (mit Gutenberg und Stüve), 2. — **Gutenberg**: Polwanderungen und Klimaänderungen, 1. — **Stüve**: Allgemeine Klimatologie, 3; Meteorologische Instrumente und Beobachtungsmethoden, 1; — **Milch**: Ausgewählte Kapitel aus der meteorologischen Optik, 1. — **Meißner**: Höhere Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, 3, Übungen, 1; Besprechung von neueren physikalischen Arbeiten, nach Verabredung. — **Lanczos**: Relativitätstheorie, 2. —

Bergakademie Freiberg. Brion: Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 2; Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Ludewig), 2; Elektrisches Kolloquium, nach Verabredung. — **Ludewig**: Radioaktives Praktikum, 3; Physikalisches Repetitorium, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Mie: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Die Schrödingersche Mechanik, 2; Physikalische Übungen, 6, für Fortgeschrittene, tägl.: Kleines physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 g. — **Koenigsberger**: Mathematische Physik I. Einführung, mit Übungen, 4; Elemente der Quantentheorie, 2; Übungen zur praktischen Geophysik, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cohn**: Partielle Differentialgleichungen der theoretischen Physik, 3. — **Hammer**: Praktische Röntgenkunde für Mediziner, 1; Elektrizität in Gasen: Elektrische Entladungen, Kathodenstrahlen usw., 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus dem Gebiet der Radiologie, tägl. — **Lyon**: Photographische Meßmethoden, 1. — **Kast**: Spektroskopie und Atomtheorie, 2. — v. **Hevesy**: Einführung in die physikalische Chemie, 3; Physikalisch-chemische Übungen, für Chemiker, halbtägig, für Nichtchemiker, 4; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiet der physikalischen Chemie; Kolloquium über neuere chemische Arbeiten für Vorgerücktere (mit Staudinger), 1 g. —

Universität Freiburg (Schweiz). N. N.: Experimentalphysik II, 6, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum, 4; Übungen aus dem Gebiet der Radioaktivität und Elektronik, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Joye**: Mathematische Physik: Thermodynamik, 3; Allgemeine Physik: Wärme, 3; Physikalisches Seminar, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 12; Physikalisches Laboratorium für Fortgeschrittene, tägl. außer Montag; Untersuchungsarbeiten, tägl. —

Universität Gießen. König: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Großpraktikum: Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Anfänger-Praktikum (mit Cermak), 6; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 3; Übungen in Demonstrationsversuchen und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben (mit Cermak); 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 14 tägig, 2. — **Jaffé**: Einführung in die theoretische Physik, 2; Kinetische Gastheorie, 3; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cermak**: Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Ausgewählte Kapitel der Elektrizität, 1. — **Uller**. Theorie der elektrischen Schwingungen und Wellen, 2; Technische Festigkeitslehre, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. —

Universität Göttingen. Franck: Elektrizitätsleitung in Gasen, 1; Physikalisches Praktikum, 7 und 4; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl und Reich), 2 g. — **Born**: Optik, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie (mit Hilbert), nach Verabredung g. — **Pohl**: Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Sponer**: Radioaktivität, 1. — **Oldenberg**: Bandenspektren, 1. — **Hertz**: Theorie des Magnetismus, 2. — **Hund**: Molekelbau, 2. — **Reich**: Angewandte Elektrizität I, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Seminar über angewandte Elektrizität, 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Elektrizität, tägl. — **Goetz**: Hochvakuumphysik, 1; Gleichstrom- und magnetische Messungen, 1. — **Klemm**: Physikalisch-technische Handfertigkeitsübungen und Übungen im Glasblasen, nach Verabredung. — **Prandtl**: Graphische und analytische Statik, 4, Übungen, 2; Kolloquium über Fragen der angewandten Mechanik, einschließlich der Hydro- und Aerodynamik (mit Betz, Nadai und Schuler), 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik einschließlich der Hydro- und Aerodynamik, tägl. — **Nadai**: Mechanik der Kontinua; Theorie der elastischen Platten und Schalen, 2, Übungen, 1; Mechanikpraktikum: a) für Anfänger, b) Festigkeitspraktikum, 3; Festigkeitspraktikum: Werkstoffprüfung für Chemiker und Naturwissenschaftler, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der Elastizitäts- und Festigkeitslehre, tägl. — **Betz**: Rechenmethoden der Hydrodynamik, mit Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik, tägl. — **Schuler**: Theorie des Kreisels, 2. — **Wiechert**: Wetter und Wettervorhersage, 1 g; Erdbeben, 1 g; Meteorologie, 2; Einführung in das Vermessungswesen durch praktische Übungen, 14 tägig, 2; Geophysikalisches Seminar: Vorträge der Mitglieder, 2 g; Geophysikalisches Praktikum, nach Verabredung g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Geophysik, nach Verabredung g. —

Universität Graz. Benndorf: Elektrizität (Fortsetzung), 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I, für Chemiker und Naturhistoriker (mit Rumpf), 6, II, für Physiker und Mathematiker, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend, g; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radaković), 2 g. — **Hess**: Experimentalphysik II, 5; Über die Ionisation der Atmosphäre: Methoden, Ergebnisse und Probleme der luftelektrischen Forschung, 2. — **Rumpf**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren Elektrizitätslehre, 2. — **Rosenberg**: Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Radaković**: Theorie der Strahlung, 5; Seminar für theoretische Physik, 2 g. — **Wegener**: Allgemeine Meteorologie, 5. —

Technische Hochschule Graz. Kohlrausch: Physik III: Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 6. —

Universität Greifswald. **Krüger**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium), $1^1/_2$. — **Seeliger**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3, Übungen und Ergänzungen, 2; Seminar für Fortgeschrittene: Schaltvorgänge (mit Mauz), 14tägig, 2; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober**: Höhere Optik, 1; Einführung in das Physikalische Praktikum, 1; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Mauz**: Technische Akustik, 2; Ausgewählte Abschnitte aus der angewandten Physik, 1 *g*; Fortgeschrittenes Praktikum in angewandter Physik, halbtägig. — **Mahnke**: Übungen zur philosophischen Grundlegung der Physik: Besprechung neuerer Arbeiten, 2 *g*. —

Universität Halle. **Hertz**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Elektronen und Ionen in Gasen, 1. Physikalisches Praktikum, 6, für Mediziner, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Schmidt**: Theorie des Lichtes, 4; Übungspraktikum für angewandte Physik, $2^1/_2$; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Technisch-wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Bernstein**: Industrie und Technik in der Gegenwart II, 2 *g*; Technische Ausflüge, nach Verabredung, *g*. —

Universität Hamburg. **Koch**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, L. Müller und Minkowski), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz**: Probleme der Quantenstatistik, 1; Allgemeine Mechanik, 4, Übungen, 1; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern und Pauli), 2. — **Pauli**: Quantenmechanik, 2; Physikalisches Proseminar (mit Estermann und Minkowski), $1^1/_2$. — **Minkowski**: Ausgewählte Kapitel aus der Akustik, 2. — **Goos**: Photographie als Forschungsmittel, 1. — **L. Müller**: Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Möller**: Behandlung von Schwingungsproblemen mit Vektoren und komplexen Amplituden, 1; Angewandte Wärmelehre, mit Übungen, 3; Praktikum über Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. — **Schott**: Geophysikalisches Kolloquium (mit Tams und N. N.), 14tägig, $1^1/_2$. — **Jensen**: Die Bedeutung der Wasserdampfkondensation für die atmosphärisch-optischen und die luftelektrischen Erscheinungen, 2; Kosmophysikalisches Kolloquium, nach Verabredung. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht**: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg), 2. — **Herweg**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2, Übungen, 1; Drahtlose Telegraphie und Telephonie II, 2; Hochfrequenzpraktikum, 3. —

Universität Heidelberg. **Lenard**: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker und Schmidt), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener (mit Becker und Schmidt), tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Becker**: Wärmetheorie, 4; Neue Fragen der theoretischen Physik, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, $1^1/_2$ *g*. — **Strecker**: Einführung in die technische Physik, 1. — **Schmidt**: Radiologie: Wellenstrahlung II: Die Hochfrequenzstrahlen, 2. — **Tomaschek**: Atmosphärische Elektrizität, 1. — **Peppler**: Allgemeine Meteorologie, 2. —

Landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim. **Wigand**: Experimentalphysik, einschließlich Meteorologie und Klimatologie II, 4; Physikalische Übungen, 2. —

Universität Innsbruck. **Lerch**: Experimentalphysik II, $5^1/_4$; Physikalisches Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*. — **Hammerl**: Hochfrequenztechnik, $1^1/_2$ *g*. — **March**: Thermodynamik, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2. — **N. N.**: Einführung in die Geophysik für Lehramtskandidaten, 3; Erdbebenkunde: Seismologie, 2. —

Universität Jena. **Wien**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Busch), 3 und 2, für Fortgeschrittene (mit Busch und Joos), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Busch und Joos), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau), 2 *g*. — **Busch**: Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Elektrizität und Magnetismus, 2; Physikalisches Seminar (mit Joos), 1 *g*. — **Auerbach**: Mechanik der festen, flüssigen und gasigen Körper, 3. — **Joos**: Vektorrechnung, mit Übungen, 2; Thermodynamik, mit Übungen, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Esau**: Wechselstromtechnik, 3; Technische Akustik, 1; Kraftmaschinen für Landwirte, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, *g*. — **Hecker**: Praktische geophysikalische Übungen, nach Verabredung *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Gaede**: Physik I B, 2, II B, 2; Physikalisches Laboratorium, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Peppler**: Allgemeine und theoretische Meteorologie I, 3. — **Riede**: Geometrische Optik: Optische Instrumente, 2; Physikalische Meßkunde, 1. —

Universität Kiel. **Geiger**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Zahn), 4, für Vorgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel und Zahn), $1^1/_2$ *g*. — **Zahn**: Ergänzungen zur Experimentalphysik, Vorführung und Besprechung ausgewählter Versuche: Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 1; Anleitung zum physikalischen Experimentieren: Anweisungen zum Aufbau von Versuchsanordnungen und zur Herstellung einfacher Apparate, 1. — **Kossel**: Molekularphysik und Quantentheorie, 4. Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Martienssen**: Einführung in die Elektrotechnik, 2. — **Schmidt**: Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. —

Universität Köln. **Rinkel**: Experimentalphysik II: Akustik, Optik, 4; Physikalisches Seminar, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 7; Großes physikalisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Försterling**: Thermodynamik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Falkenhagen**: Übungen zur Thermodynamik, 2; Grundlagen der Quantentheorie, 4; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4. — **Wever**: Kristalle und Röntgenstrahlen, 2. —

Universität Königsberg i. Pr. **Kaufmann**: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 9; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Hoffmann**: Experimentalphysik I, 2; Röntgenstrahlen, Radioaktivität und Atombau, 1; Physikalische Übungen, 1. — **Gans**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik für Fortgeschrittene, ganztägig, *g*. — **Kretschmann**: Wellen und Schwingungen, 2; Einführung in die Mathematische Physik, 2. —

Universität Leipzig. N.N.: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 4; Höhere Physik, 2; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 9; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Physikalisches Praktikum für Mediziner, Veterinärmediziner und Pharmazeuten (mit Möbius und Kämpf), 3; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*. — **Marx**: Grundzüge von Bohrs Theorie des Aufbaues der Elemente, 1; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller**: Physikalische und technische Grundlagen der Luftfahrt, 2. — **Karolus**: Elektrotechnik II: Wechselströme, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 3. — **Wentzel**: Elektromagnetische Lichttheorie, 3, Übungen, 1 *g*; Besondere Probleme der Quantentheorie 1; Schwankungserscheinungen: Brownsche Bewegung, 1. — **Möbius**: Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen, 1. — **Kämpf**: Repetitorium der Physik, 2. — **H. Schmidt**: Vektoranalysis, 2. — **Weickmann**: Maritime Meteorologie und Hydrographie, 2; Mathematische Grundlagen der Bearbeitung meteorologischer geophysikalischer Beobachtungen: Statistik, Fehlerrechnung usw., 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —

Universität Marburg. Grüneisen: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3 oder 6, für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze) tägl., für Mediziner, 3. — **F. A. Schulze**: Mechanik I: Mechanik materieller Punkte und starrer Körper, 5; Einführung in die Relativitätstheorie, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Berek**: Die optische Abbildung im Mikroskop und Fernrohr, 1; Einführung in die Meteorologie, 1. — **Senftleben**: Einführung in die Atomphysik, 2. —

Universität München. Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Schall, Wärme, 5; Physikalische Übungen, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Übungen für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Sommerfeld**: Mechanik der Continua: Hydrodynamik, Elastizität, Kapillarität, 4, Übungen, 2 *g*; Struktur der Materie, 2; Seminar (mit Ott), 2 *g*. — **Graetz**: Einleitung in die theoretische Physik II, 4, Übungen, 1. — **Schmauss**: Meteorologie II, 2; Die Bedeutung der Alpen für das Klima des schwäbisch-bayerischen Hochebene, 2; Meteorologisches Seminar, 1 *g*. — **Rüchardt**: Ausgewählte Kapitel der höheren Experimentalphysik: Molekularphysik, mit Experimenten, 3; Seminar über neuere Fragen der Experimentalphysik (mit Kirchner), $1^1/_2$ *g*; Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen mit Experimenten, 1. — **N. N.**: Untersuchungsmethoden, Eigenschaften und Theorie der Kristallgitter, 2. —

Technische Hochschule München. Zenneck: Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen, Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, nach Verabredung; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, nach Verabredung. — **Fischer**: Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, Elektrooptik, 3; Elemente der theoretischen Physik II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 4, Übungen 1; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 2; Praktisch-physikalische Übungen: Aufbau und Handhabung von Apparaten, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Kühl**: Theorie der optischen Instrumente, 2. — v. **Angerer**: Die Photographie und ihre Anwendung bei physikalischen Untersuchungen, 1. — **Knoblauch**: Kinetische Gastheorie, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, nach Verabredung. — **Reiher**: Anwendung der Gesetze der Wärmeübertragung auf technisch-physikalische und technische Probleme, 2; Ausgewählte Fragen auf dem Gebiet der Schalltechnik, 1. — **Emden**: Kristalloptik, 2. — **Dieckmann**: Hochfrequenzmeßtechnik, 2; Praktikum zur Hochfrequenzmeßtechnik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, nach Verabredung. — **Kulenkampff**: Der Aufbau der Materie: Atome und Moleküle, feste Körper, 1. — **Nusselt**: Mechanische Wärmetheorie, 3, Übungen, 2; Mechanische Wärmetheorie, 2. —

Universität Münster. Schmidt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Szivessy), 3 oder 6, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Kratzer**: Optik, 4, Übungen, 2 *g*; Atommechanik, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2. — **Szivessy**: Vektoranalysis (zur Einführung in die theoretische Physik), 3. — **Siemens**: Elektrotechnik, insbesondere Fernmeldetechnik, 2 *g*. —

Universität Prag. Rausch-Traubenberg: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum II, 3 bzw. 6 *g*, für Mediziner, 3 *g*, für Lehramtskandidaten, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*. — **Frank**: Die Differentialgleichungen der Mechanik und Physik II: Schwingungen und Wellen, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Fürth**: Einführung in die theoretische Physik IV, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Spitaler**: Die Eiszeiten der Erde, 3; Ozeanographie, 2. — **Pollak**: Auswertung meteorologischer Beobachtungen für die Klimatologie, 2. —

Technische Hochschule Prag. Tuma: Physik: Reine Mechanik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Grundzüge der Quantentheorie, 2. — **Koerner**: Thermodynamik, 2. — **Spitaler**: Meteorologie und Klimatologie, 3, Meteorologisches Praktikum, 1. —

Universität Rostock. Füchtbauer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 2; Physikalische Übungen, 8; Physikalisches Seminar, Kolloquium (mit Schottky), 14tägig, $1^1/_2$ *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Schottky**: Theorie des Elektromagnetismus, 4, Übungen, 1; Quantentheoretisches Seminar, 14tägig, $1^1/_2$. — **Falckenberg**: Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl., für Anfänger, 4; Aerologische Drachenaufstiege über der Ostsee (Drachenboot), 4. —

Technische Hochschule Stuttgart. Regener: Physik II: Wärme, 2, IV: Elektrische Wellen und Optik, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittenere, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium: Besprechung neuerer Arbeiten (mit Ewald), $1^1/_2$. — **Reichenbach**: Physikalische Messungen, 2. — **Ewald**: Theoretische Physik II: Thermodynamik 4, Übungen 2; Thermodynamik der Oberflächen, 1; Seminar für Atomphysik (mit Fues) 1—2. — **Glocker**: Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl.; Materialprüfung mittelst Röntgenstrahlen, 1. — **Fues**: Elektronentheorie, 2. — **Braunbek**: Physikalische Messungen, 2; Technische Akustik, 1. —

Universität Tübingen. Gerlach: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Magnetismus, 1; Magnetooptik (mit Schütz), 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Mediziner, 3; Wissenschaftliche Untersuchungen (mit Back), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Landé und Back), 2 *g*. — **Landé**: Theorie der

Elektrizität und des Magnetismus, 4. — **Back**: Linienspektra und periodisches System der Elemente, 1. —

Universität Wien. **Schweidler**: Experimentalphysik II, 5, Demonstrationsergänzung, 1 *g*; Anleitung für wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*; Besprechungen neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Jäger**: Optik, 5; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Meyer**: Die radioaktiven Substanzen, 3; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*; Radioaktives Praktikum (mit Przibram), 3 *g*. — **Ehrenhaft**: Experimentalphysik II, 5, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*, Demonstrationsergänzungen, 2 *g*; Seminar aus der Physik der mikroskopischen und submikroskopischen Materie, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Thirring**: Theorie der Spektren, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Hascheck**: Physikalisches Praktikum, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 12; Physikalische Apparate und Versuchsanordnungen, 2. — **Kottler**: Höhere Mechanik, 5. — **Przibram**: Experimentelle Atomistik (Fortsetzung), 3. — **Haas**: Theorie der Grundstoffe, 1. — **Hauer**: Repetitorium der Physik, 2. — **Mache**: Wärmeleitung und Diffusion, 2. — **Sirk**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften (Fortsetzung), 2; Vektoranalysis, 2. — **Flamm**: Probleme der Wellenmechanik, 1. — **Smekal**: Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit, 3; Partielle Differentialgleichungen der Physik II, 5; Physikalisches Praktikum, 6. — **Konstantinowsky**: Der elektrische Durchschlag fester Dielektrika II, 1. — **Ettenreich**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der hochfrequenten Schwingungen, 2. — **Kirsch**: Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Atomkerne, 2. — **Exner**: Meteorologische Optik, 3; Besprechung neuerer Arbeiten aus Meteorologie und Geophysik, 2 *g*. — **Conrad**: Barometrische Höhenmessung, mit Übungen und Exkursionen, 2. — **Schmidt**: Ausgewählte Kapitel aus der Thermik der Seen, 1. — **Wagner**: Geophysikalische und meteorologische Instrumente, 1. —

Technische Hochschule Wien. **Mache**: Physik, 3; Ausgewählte Kapitel der Physik, 2; Spezialvorlesungen aus Physik, 2; Physikalisches Praktikum I, S. II, $^{1}/_{30}$. — **Flamm**: Physik, 5; Elektrizität, 3; Quantentheorie, 1. — **Aigner**: Physik, 3. — **Smekal**: Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 4; Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit, 3. — **Bauer**: Relativitätstheorie, 2. — **Schmidt**: Wetter- und Klimalehre für Ingenieure, 2. —

Universität Würzburg. **Harms**: Theoretische Physik: Elektrizität und Magnetismus, 4. Übungen, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Wagner**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Chemiker, 6, für Pharmazeuten und Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Glaser**: Das Mikroskop und die mikroskopischen Nebenapparate, 1; Technische Physik: Elektrotechnik und elektrische Meßtechnik, 2. Übungen, 3 *g*; Charakterköpfe aus der Geschichte der Technik und Naturwissenschaft, 1 *g*; Anleitung zur Ausführung selbständiger Arbeiten, ganztägig; Exkursionen und Besprechung aus physikalischen Sondergebieten, nach Verabredung *g*. —

Universität Zürich. **E. Meyer**: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär), 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Experimentalphysik 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $3^{1}/_{2}$, für Vorgerücktere, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schrödinger), 2 *g*. — **Schrödinger**: Analytische Mechanik, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1; Seminar für theoretische Physik, 14 tägig, 2; Molekularstatistik, 2 — **Ratnowsky**: Vektor- und Tensoranalysis, 2. — **Bär**: Radiologisches Praktikum, 4; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Optik, 1. —

Technische Hochschule Zürich. **Debye**: Physik: Thermodynamik, Optik, 4. Repetitorium, 1; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik (mit Scherrer und Tank), 8, 12, 24; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, 6, 8; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Scherrer**: Experimentalphysik I, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, 6, 8; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Tank**: Physik II, 3, Übungen, 2; Optik, 2; Ionenlehre, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, 6, 8; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Andronescu**: Grundzüge der theoretischen Elektrotechnik, 2. — **Dällenbach**: Vakuumtechnik, 1. — **Hückel**: Theorie des Fluges, 2. — **Kuhlmann**: Theoretische Elektrotechnik I, 5. III, 4. Übungen, 1; Elektrotechnisches Laboratorium II, 8, für Vorgerücktere, 4; Diplomarbeiten im Laboratorium; Wissenschaftliche Arbeiten im Laboratorium, 8, 12, 16. — **Rüst**: Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Trümpler**: Physikalische Chemie hoher Temperaturen, mit Berechnungsübungen, 2. —

Berichtigung

zur Arbeit: „Zur Theorie der Elektrolyte I“ von L. Onsager (Physik. Zeitschr. **27**, 388, 1926).

Auf S. 391 muß es in der zwischen den Formeln (9) und (10) stehenden Gleichung richtig heißen:

$$= 2\pi(K^2 - a^2)Ae^{-\varkappa a} = \frac{1}{2}\mathfrak{E}e_j \frac{\varkappa^2}{1+\varkappa a}(K^2 - a^2_j$$

anstatt:

$$= 4\pi Ae^{-\varkappa a} = \frac{1}{2}\mathfrak{E}e_j \frac{\varkappa^2}{1+\varkappa a}.$$

Personalien.

Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Heinrich Mallison für Chemie und Technologie des Steinkohlenteers, an der Technischen Hochschule München Dr. Ferdinand Oberhauser für anorganische Chemie, an der Universität Berlin Dr. Georg Feigl für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Göttingen Dr. Walter Hückel zum nichtbeamteten a. o. Professor ebenda, der Dozent Dr. Gilbert Flumiani in Zagreb zum a. o. Professor der Chemie an der Universität daselbst; der Diplomingenieur Eugen Blank in Muri bei Bern zum ord. Professor für Elektrotechnik an der Universität Buenos Aires, der Professor für physikalische Chemie am Gates Chemical Laboratory in Pasadena A. A. Noyes zum Präsidenten der American Association for the Advancement of Science in Philadelphia.

Vom Lehramt zurück: Der a. o. Professor der technischen Physik an der Universität Leipzig Dr. Ing. Wilhelm Wilke.

Gestorben: Der Begründer und frühere Herausgeber der Chemiker-Zeitung in Cöthen Professor Dr. G. Krause, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Wien Hofrat Dr. Franz Mertens.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.